SÉRIE A, N° 4517
N° D'ORDRE : 5364

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

HUYNH VINH DINH

PREMIÈRE THÈSE

Étude des fluctuations des largeurs radiatives partielles et totales par la capture des neutrons de résonance

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Diffusion Compton sur les électrons relativistes

Soutenues le 18 juin 1965 devant la Commission d'examen

Mme BENOIST GUEUTAL	Président
M. P. LEHMANN	Examinateurs
M. F. NETTER	Examinateurs

SÉRIE A, N· 4517
N· D'ORDRE : 5364

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

HUYNH VINH DINH

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN -

PREMIÈRE THÈSE

Étude des fluctuations des largeurs radiatives partielles et totales par la capture des neutrons de résonance

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Diffusion Compton sur les électrons relativistes

Soutenues le 18 juin 1965 devant la Commission d'examen

Mme BENOIST GUEUTAL	Président
M. P. LEHMANN	Examinateurs
M. F. NETTER	Examinateurs

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen.... M. ZAMANSKY

MM.	BRELOT	T Analyse supérieure
	PRENANT	T Anatomie et histologie comparée
	GRASSE	T Evolution des êtres organisés
	PREVOST	T Chimie Organique
	WYART	T Minéralo & Cristallo
	TEISSIER	T Zoologie
	MANGENOT	T Biologie végé. (Orsay)
	AUGER	T Physique quantique et relativité
	MONNIER	T Physiologie générale
	FIVETEAU	T Paléontologie
	ROCARD	T Physique ENS
	CARTAN	T Mathématiques ENS
	LAFFITTE N.	T Chimie générale
	COULOMB	T Physique du globe
Mlle	COUSIN	T Biologie animale SPCN
	CHRETIEN	T Chimie minérale
	BOCQUET	T Zoologie
	KASTLER	T Physique ENS
	EPHRUSSI	T Génétique
	RIVIERE	T Géologie SPCN & Sédiment (Orsay)
	GAUTHERET	T Biologie végétale PCB
	LUCAS R.	T Recherches Physiques
	TOHMAS A	T Biologie cellulaire
	ARNULF	T Optique appliquée
	MORAND	T Physique enseignement
	SOLEILLET	T Physique PCB
	FORTIER	T Mécanique exp. des fluides
	DRACH	T Zoologie
	QUENEY	T Météo & Dynamique atmos.
	GALLIEN	T Embryologie
	EICHORN	T Botanique
	DE CUGNAC	T Biologie végétale SPCN
Mlle	CAUCHOIS	T Chimie physique
	THELLIER	T Physique du globe
	L'HERITIER	T Biologie générale Orsay
	GRIVET	T Radioélectricité Orsay
	PONCIN	T Mécanique générale
	DU BREIL	T Arith & Théorie des nombres
	QUELET	T Chimie organique
	GAGNIARD	T Géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire
	CUVILLIER	T Micropaléontologie
	JUNG	T Géologie
	TRILLAT	T Microscopie et diffraction électro.
	WIEMANN	T Chimie organ. & struc.
	JACQUINOT	T Spectroscopie et Physique céleste (Orsay)
	VASSY	T Physique de l'atmosphère
	DESTOUCHES	T Théorie physique
	AMIEL	T Chimie générale
	HOCART	T Minéralo. & Cristallo.
	MATHIEU J. P.	T Physique optique
	COUTEAUX	T Cytologie
	MAY	T Zoologie
	CHOQUET	T Théorie des fonctions et topologie
	FELDMANN	T Biologie végétale marine
	GUINIER	T Physique des solides (Orsay)
	JOST	T Physiologie comparée
	FORTET	T Calcul des probabilités et Phys. Mathém.
	SCHWARTZ	T Calcul diff. & Intégral
	CHOUARD	T Physiologie végétale
	MALAVARD	T Aviation (Tech. Aéron.)
	NORMANT	T Synthèse organique
	BENARD	T Chimie minérale
	BUVAT	T Biofanique ENS
	DUGUE	T Statistique mathématiques
	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
	ULRICH	T Physiologie Vég. Appl.
	MARECHAL	T Optique théor. & appl.
	KIRRMANN	T Théories chimiques
	CHADEFAUD	T Botanique
Mlle	LE BRETON	T Physiol. de la nutrition
	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie
	DEVILLIERS	T Anatomie & Histo. compar.
	EHRESMANN	T Topologie algébrique
	FRANCON	T Physique SUP
	GLANGEAUD	T Géographie phys. & géol.
	GODEMENT	T Mathématiques MGP
	PISOT	T Technique math. de la phys.
	ROCH	T Géologie
	SCHATZMANN	T Astrophysique
	TERMIER	T Géologie générale
	ZAMANSKY	T Mathématiques générales
	LENNUIER	T Physique MGP
	RIZET	T Génétique Orsay
	ROUTHIER	T Géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T Physique théorique
	DIXMIER	T Mathématiques MPC
	SOUCHAY	T Chimie générale
	AIGRAIN	T Electrotechnique générale
	BRUSSET	T Chimie systématique
	LEVY M.	T Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme	CHAIX	T Chimie biologique
Mme	HUREL PY	T Biologie végétale PCB
	PANNETIER	T Chimie générale
	BRUN	T Mécanique des fluides I
	LEDERER	T Chimie biologique (Orsay)
Mme	DUBREIL	T Mathématiques (Agrég.)
Mme	LELONG	T Mathématiques II ENS
	BELLAIR	T Géologie SPCN
	COTTE	T Physique électricité
	DUBOIS J.E.	T Chimie organique
	LAMOTTE	T Zoologie ENS
	MICHEL A.	T Chimie minérale Orsay
	OLMER	T Energétique générale
	ROUAULT	T Electricité Orsay)
	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T Chimie physique
	BROSSEL	T Physique atomique
	BUSER	T Physiologie comparée
	CAMUS	T Physiologie végétale
	CASTAING	T Physique II Thermo (Orsay)
	CURIEN	T Minéralo. & cristal.
	MOYSE	T Physiologie végétale (Orsay)
Mme	CHARNIAUX-COTTON	T Evolution des êtres organisés
	POSSOMPES	T Zoologie
	PULLMANN	T Chimie quantique
	TEILLAC	T Physique Nucl. & radioactivité (Orsay)
	TONNELAT	T Biol. Physico-chim. (Orsay)
	VILLE	T Econométrie
	WILLEMART	T Chimie PCB
	DODE	T Chimie (Orsay)
	FREYMANN	T Recherches physiques
	GUINOCHET	T Biologie végétale SPCN (Orsay)
	ROLLET	T Chimie minérale
Mlle	JOSIEN	T Chimie SPCN
	CHEVALLEY	T Géométrie algéb. et théorie des groupes
	ARNOULT	T Electronique Orsay
	CHAPELLE	T Physique I (Orsay)
	DELANGE	T Mathématiques I (Orsay)
	DENY	T Mathématiques générales (Orsay)
	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides
	LUCAS	T Géologie
	ALLARD	T Chimie physique
	BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales (Orsay)
	BRICARD	T Météor. et physique de l'atmosphère
Mme	ALBE FESSARD	T Psycho. physio.
	FRIEDEL	T Physique des solides (Orsay)
	JULIA M.	T Etudes des moléculaires complexes
	LENDER	T Biologie animale SPCN (Orsay)
	MAGAT	T Physico chimie des radioéléments
Mlle	QUINTIN	T Electrochimie
	MONOD	T Chimie du métabolisme
	BENOIT	T Physio. animale (Orsay)
	DE POSSEL	T Analyse numérique
	CHARLOT	T Chimie analytique
	LEMEE	T Ecologie végétale (Orsay)
	GUERIN	T Chimie MPC (Orsay)
	CHATELET	T Chimie PCB
	JEAN	T Physio. nucléaire (Orsay)
	MATTLER	T Physique SPCN
	BERGERARD	T Zoologie (Orsay)
	BERTEIN	T Electronique (Orsay)
	BOUISSIERES	T Radiochimie
Mme	COUTURE	T Thermo. et méca. physique
	ELLEMBERGER	T Géologie des grandes régions du globe (Orsay)
	FRANC	T Biologie animale PCB
	SCHNELL	Botanique tropicale
	STLKOWSKI	T Physiologie végétale
	ACHER	T Chimie biologique
	BAUDOIN	T Biologie animale PCB
	BEAUMONT	Biologie animale SPCN
	BLAMONT	Géophysique ionosphère
	BOUREAU	T Botanique
	CURIE D.	Physique MGP
	DURAND DELGA	T Géologie
	FREON	T Chimie organique (Orsay)
	HELLER	T Physiologie végétale
	TORTRAT	T Calcul des probabilités
	CAILLEUX	T Géologie SPCN
	MAGNAN	Physique électricité
	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appli. à la Chimie Théor. & à la Phys. Nucléaire
Mlle	FOURCROY	Biologie végétale SPCN
Mme	CHOQUET BRUHAT	Mécanique analytique et méca. céleste
Mlle	YEIL	T Physiologie générale
	LWOFF	T Microbiologie
	SIESTRUNCK	T Méca. phys. & expérimentale
	LACOMBE	T Métallurgie des métaux nucléaires (Orsay)
	BROCHARD	T Physique PCB (Orsay)
	CABANNES	T Mécanique générale
	LESIEUR	T Math. I (Orsay)
	MAZET	T Méca. générale (Orsay)
	CAIRE	Géographie physique et géo. dynamique
	COMOLET	Méca. des fluides
	CORABOEUF	T Physiologie animale (Orsay)
	DELLOUE	T Physique de l'atmosphère
	GORENFLOT	Botanique II (Orsay)
	HOUILLON	Biologie animale PCB
	JULLIEN J.	Chimie SPCN (Orsay)
	MALGRANGE	T Technique Math. de la physique (Orsay)
	OLIVIER	Antropologie
	NOZERAN	T Botanique II (Orsay)
	BLANC-LAPIERRE	T Physique ENS (Orsay)
	CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay)
	KAHANE	T Mathématiques (Orsay)
	SAMUEL	T Mathématiques ENS féminines
	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay)
	THIRY	T Méca. céleste
	ABELES	Physique SPCN
	AMAT	T Physique PCB
	AUBOIN	T Géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	BOUGIS	Biologie marine Villefranche/mer
	BRUHAT	T Math. MPC
	BRUNN	T Géologie historique (Orsay)
	CHABBAL	T Physique MGP (Orsay)
	DEHEUVELS	T Math. propé.
	D'ESPAGNAT	T Physique théorique (Orsay)
	FURON	T Géologie SPCN
Mme	GANS	T Génétique
	GENEVES	Biologie végétale PCB
	GUILBERT	Physique CUS Orléans
	HUPE	T Pétrographie
	HOLLANDE	T Biologie générale
	LIONS	T Analyse numérique
	MAITTE	T Chimie PCB
	MEYER	Physique propédeutique
	PANIGEL	Biologie générale
	RAVIER	Pétrographie
	ROSEAU	T Méca. théorique des fluides
	ROUBINE	Electronique
	SILBER	T Chimie PCB
	UEBERSFELD	T Electronique
	YVON	T Théories physiques
	HERVE	T Mathématiques
	NERON	T Math. MPC (Orsay)
Mme	PECKER WIMEL	T Astrophysique
	BALKANSKY	Physique MPC
	LE CORRE	T Electricité
	DELCROIX	T Physique théorique (Orsay)
	GOURDIN	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
	LEHMANN	T Phys. Exp. des hautes énergies
	NATAF	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	ECHALIER	Biologie animale PCB
	BARRAUD	Physiologie cellulaire
	LIORET	Physiologie végétale (Orsay)
	DARS	Géologie structurale et Géologie appliquée
	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
	BLAQUIERE	Electronique (Orsay)
	ARNOUS	T Physique théorique
	TATIBOUET	Chimie (CSU Orléans)
	MALLIAVIN	T Mathématiques propé. (Orsay)
	GAUDEMAR	Chimie propé.
	PEREZ Y JORBA	Physique Exp. des hautes énergies (Orsay)
	DAVID	T Chimie (agrégation Orsay)
	BROUSSE	T Mécanique théorique
	ROSCH	T Astronomie
	GUY	T Physique expérimentale
	LAZARD	Math MPC
	MOREL P.	Physique MPC
	ARSAC	Programmation
	LEFEBVRE	Chimie MPC
	CHAPEVILLE	Biochimie
	BENOIT	Physique CPEM
	RIO	Chimie CPEM
	JAUZEIN	Géologie ENS
	PREVOST G.	BV CPEM
	PAVARD P.	BA CPEM
	VILKAS	Chimie CPEM
Mlle	FICINI	Chimie CPEM
	LEQUEUX	Astronomie
	COHEN TANNOUDJI	Physique MPC
	TAVERNIER	Physique CPEM
Mme	ROIZEN	Physique CPEM
	DURAND M.	BA SPCN
	PASCAUD	Physiologie
Mme	PETIT	BA CPEN
	BROUSSE	Géologie (Orsay)
	CAGNIAC	Physique agrégation (Orsay)
	LEBERRE	Zoologie (Orsay)
	SCHEFFER	Microbiologie (Orsay)
	de GENNES	Physique des solides (Orsay)
	RIOU	Physique nucléaires exp. (Orsay)
	CLAUSER	Chimie biologique (Orsay)
	CHEVALIER	Physiologie animale (Orsay)
	JANCOVICI	Physique atomique (Orsay)
	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire (Orsay)
	FETIZON	Chimie propé. (Orsay)
	CERF	Mathématiques (Orsay)

Secrétaire général ... R. POULAIN

TABLE DES MATIÈRES

Pages

CHAPITRE I - INTRODUCTION 7

CHAPITRE II - DESCRIPTION DES EXPERIENCES ET METHODES D'ANALYSE 11

1/ Largeurs radiatives partielles 11

A - Introduction 11

B - Dispositif expérimental et appareillage 11

C - Analyse des spectres de rayons γ de capture de haute énergie 24

2/ Largeurs radiatives totales 30

A - Méthode de détermination de Γ_γ 30

B - Conditions expérimentales 31

CHAPITRE III - LARGEURS RADIATIVES PARTIELLES 33

1/ Introduction 33

2/ Résultats expérimentaux et discussion 37

A - Généralités 37

B - Cas des transitions pouvant être isolées expérimentalement 41

C - Cas des transitions ne pouvant pas être isolées expérimentalement 51

3/ Quelques applications de l'emploi du spectre des rayons γ émis après capture des neutrons de résonance 60

A - Attribution isotopique des résonances pour un même élément 60

B - Détermination du spin J 60

C - Détermination de la parité des résonances 66

D - Possibilité de trouver des niveaux nouveaux 70

E - Observation d'effets d'interférence entre deux résonances pour la capture radiative 71

F - Observation des fortes transitions γ de type M1 dans certaines résonances... 71

G - Possibilité de réaliser des expériences de diffusion résonnante des rayons γ de capture 73

CHAPITRE IV - LARGEURS RADIATIVES TOTALES 75

1/ Evaluation théorique des valeurs de Γ_γ 75

Pages

2/ Résultats expérimentaux et discussion 76

A - Considérations générales 76

B - Fluctuation des largeurs radiatives totales de résonance à résonance 82

CHAPITRE V - EFFETS D'INTERFERENCES ENTRE LA CAPTURE POTENTIELLE ET LA CAPTURE RESONNANTE ET ENTRE RESONANCES DE MEME SPIN 89

1/ Introduction 89

A - Effet de la capture potentielle 89

B - Effet d'interférence entre les résonances de même spin 92

2/ Résultats expérimentaux et discussion 92

A - Généralités 92

B - Interprétation des résultats 95

CHAPITRE VI - CONCLUSION 101

BIBLIOGRAPHIE 103

Je dois toute ma reconnaissance à Monsieur le Professeur J. TEILLAC qui a orienté mes études de Physique Nucléaire et qui a été mon directeur de thèse.

Mes remerciements vont en premier lieu à Monsieur E. COTTON, chef de Service au C.E.A. et à Monsieur F. NETTER, son adjoint, qui ont accepté de me recevoir dans leurs laboratoires du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay et m'ont assuré de ce fait des conditions exceptionnellement favorables de travail à l'aide d'appareillages particulièrement efficaces. Par leur intermédiaire, j'assure l'ensemble des autorités supérieures de la Direction de Physique du C.E.N. de Saclay et de la Commission des Bourses "Joliot-Curie" de mes sentiments de gratitude.

Si je dois remercier l'ensemble du groupe de Physique des neutrons du S.P.N.B.E., qui m'a chaleureusement accueilli et efficacement intégré dans son travail d'équipe, je tiens cependant à réserver une mention spéciale pour Monsieur J. JULIEN, Chef du Groupe, qui m'a proposé le sujet de ce travail et constamment guidé par ses conseils, pour Madame G. BIANCHI, Messieurs C. GORGE et J.P. MEINADIER, qui ont mis au point les différents programmes d'analyse indispensables à la réalisation de cette étude, pour Madame S. de BARROS, Messieurs P.L. CHEVILLON, G. LE POITTEVIN, J. MORGENSTERN et C. SAMOUR dont les avis et les aides m'ont été spécialement précieux au cours du dépouillement des résultats, pour Messieurs A. BLOCH, L. COHEN, C. LOPATA, L. MATHIEU, J. QUENET et L. ROUSSEL dont l'activité incessante a permis l'installation, la mise au point et le bon fonctionnement des appareils de détection et pour Monsieur A. BOUSQUET, qui a contribué pour une part importante à la préparation des données pour le traitement des informations sur ordinateur.

Je dois aussi adresser mes remerciements les plus sincères à Messieurs G. GOBERT, J. GIACOMETTI, A. BEASLAY, M. BERGER et R. LANGLOIS pour l'attention qu'ils ont sans cesse accordée à la réalisation d'accessoires mécaniques et à l'entretien de la base de temps de vol, ainsi qu'au personnel de conduite de l'accélérateur linéaire qui n'a pas ménagé sa peine pour assurer le fonctionnement jour et nuit de la machine.

Une mention toute particulière est enfin réservée à Madame GUGENBERGER et ses collaboratrices grâce auxquelles a été assurée la présentation du texte et des figures.

CHAPITRE I

INTRODUCTION

Ces quinze dernières années, une grande quantité d'informations ont été obtenues concernant les états fondamentaux des noyaux et un certain nombre de niveaux de faible excitation. Différents modèles nucléaires ont été suggérés et il fut possible d'expliquer ou de prédire les positions et les propriétés de ces états individuels. Mais, quand l'énergie d'excitation croît, les niveaux sont de plus en plus nombreux et, à une énergie d'excitation correspondant à l'énergie de liaison du neutron, il peut exister des milliers de niveaux par MeV. Alors, dans ce cas, il devient impossible de décrire chaque niveau individuellement à partir d'un point de vue théorique et une description statistique des niveaux doit être adoptée. Néanmoins, il existe un intérêt certain de connaître les propriétés de ces niveaux, telles que leurs énergies d'excitation, leurs probabilités pour se désexciter par émission de rayons γ, par émission de neutron ou par fission, leurs spins et leurs parités, etc. Le champ de la spectroscopie de neutrons embrasse les propriétés de ces niveaux et notre présent travail cherche à étudier une partie de ces propriétés.

L'intérêt d'utiliser des neutrons comme particules incidentes pour effectuer les expériences réside en l'absence de barrière coulombienne pour ces réactions. Les neutrons peuvent induire facilement des niveaux excités dans le noyau cible, correspondant à des états quantiques bien définis du système noyau + neutron. Ils apparaissent sous la forme de "résonances" dans la section efficace, lorsqu'elle est étudiée en fonction de l'énergie de neutron. (Voir fig. I.1 qui illustre un exemple dans le cas de $^{195}Pt + n$).

Du point de vue théorique, la spectroscopie de neutrons, par la quantité considérable de résultats qu'elle a apportés, a permis une meilleure compréhension du mécanisme des réactions nucléaires et fourni un support expérimental solide aux théories concernant les modèles nucléaires. L'hypothèse de Bohr [I.1] du noyau composé leva la contradiction observée entre les résultats expérimentaux, à savoir l'existence de résonances étroites et bien séparées dans les courbes de section efficace pour l'interaction neutron-noyau, et les prévisions déduites de l'interaction d'un neutron incident avec un puits de potentiel dont la portée est égale au rayon nucléaire [I.2].

La largeur des résonances, Γ, donne une indication très utile sur le temps de vie de niveaux excités auxquels elles correspondent, grâce à l'application de la relation d'incertitude de Heisenberg :

$$\tau_{(sec)} = \frac{0,66 \times 10^{-15}}{\Gamma_{(eV)}}$$

Les largeurs observées allant d'une centaine à quelques centaines de milliélectron-volts, les temps de vie correspondants, de l'ordre de 10^{-16} seconde, sont grands devant ceux donnés par le modèle à particule indépendante [I.2], de l'ordre de 10^{-21} à 10^{-22} seconde, qui représente la durée du trajet d'un neutron d'un million d'électron-volts pour traverser une distance égale au diamètre du noyau. En fait, si l'on considère le neutron à l'intérieur du noyau, son énergie cinétique est de plusieurs MeV. Pendant le temps de vie du niveau excité, son parcours peut atteindre plusieurs millions de diamètres nucléaires. Ceci illustre, d'une façon simple, la complexité des niveaux excités et le bien-fondé de l'hypothèse de noyau composé.

L'interaction se passe donc en deux étapes :

a) formation d'un noyau composé à vie longue,

b) destruction du noyau composé avec une probabilité de destruction indépendante du processus de formation.

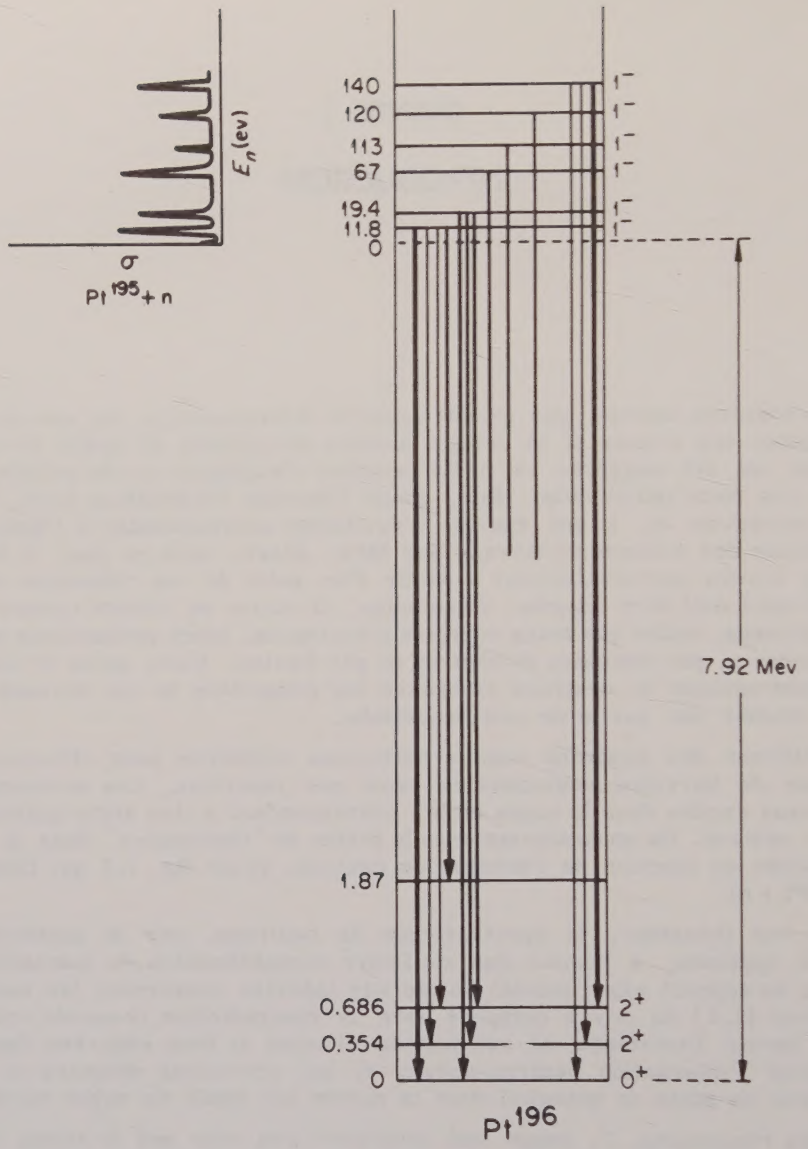


Fig. I.1 : Structure de niveaux de ^{196}Pt montrant la complexité des transitions radiatives lors de la capture des neutrons de résonance.

Nous négligeons, pour le moment, le cas où le neutron est simplement "réfléchi" à la surface du noyau (diffusion potentielle) ou "capturé" par le noyau (capture potentielle), sans formation du noyau composé.

Au même moment que Bohr, par analogie avec l'émission résonnante de lumière par les atomes, Breit et Wigner [I.3] développèrent une théorie quantitative des résonances qui aboutit à une formule dont la comparaison à l'expérience s'est révélée jusqu'ici bien vérifiée.

Il faut noter que nous nous intéressons ici à l'interaction des neutrons de faible énergie (de quelques eV à 1 keV) avec les noyaux atomiques. Seuls les neutrons "s" ($l = 0$) sont à considérer. Ce type d'interaction est particulièrement adapté à l'étude des noyaux lourds ou de masse moyenne qui présentent suffisamment de résonances dans cette gamme d'énergie.

Les réactions possibles sont principalement de type (n, n), (n, γ), (n, f), (n, α) etc. Les réactions (n,f) ne sont importantes que pour les noyaux fissiles. Pour les noyaux non fissiles, les principales réactions sont (n, n) et (n, γ) et quelquefois (n, α), mais assez rarement. Dans notre étude, nous laissons complètement de côté le processus de fission et les réactions (n, α).

Dans ce cas, les paramètres qui caractérisent une résonance considérée décrite par la formule de Breit et Wigner à un niveau sont les suivants :

E_0 : énergie de résonance de neutron.

σ_0 : section efficace totale à l'énergie E_0.

Γ : largeur totale, somme de Γ_n et de Γ_γ, Γ_n étant la largeur de neutron et Γ_γ, la largeur radiative totale.

J : spin de l'état de capture ($J = I \pm 1/2$, I étant le spin du noyau cible).

De plus, nous nous limitons à l'étude des propriétés mises en évidence par des expériences de capture radiative, parmi lesquelles les études suivantes constituent l'ensemble des éléments essentiels du présent travail :

a) La distribution, de résonance à résonance, des largeurs radiatives partielles correspondant aux transitions du type E1 de l'état de capture initial à l'état fondamental ou à des premiers états excités du noyau composé (état final). Le paramètre qui caractérise cette distribution (distribution en χ^2), appelé nombre de degrés de liberté, ν, joue un rôle très important dans la théorie des réactions nucléaires, car il représente le nombre de voies de sortie pour un mode de désexcitation déterminé du noyau composé.

b) L'effet de corrélation entre les différentes voies de désexcitation du noyau composé.

c) La recherche d'un effet éventuel de "capture potentielle" (sans formation du noyau composé).

d) La variation de Γ_γ en fonction du nombre de masse et le phénomène de fluctuation de Γ_γ de résonance à résonance.

e) Quelques autres applications de l'emploi du spectre des rayons γ émis après capture des neutrons de résonance, telles que l'attribution isotopique des résonances pour un même élément, la détermination des spins des résonances (sans lesquels aucune étude systématique n'est faisable), la détermination des parités des résonances, etc.

Enfin, il faut souligner que le programme d'étude que nous venons de proposer n'est qu'une partie des études possibles offertes par les expériences de capture radiative de neutrons ; celles-ci couvrent un champ très vaste de sujets qui restent encore à traiter.

CHAPITRE II

DESCRIPTION DES EXPÉRIENCES ET MÉTHODES D'ANALYSE

1 - LARGEURS RADIATIVES PARTIELLES

A - Introduction

Dans le processus de capture radiative, le noyau composé se désexcite en émettant un ou plusieurs rayons γ (rayons γ primaires) lesquels sont suivis ou non de l'émission d'un ou plusieurs autres rayons γ secondaires (des cascades). La probabilité totale de déxexcitation radiative est proportionnelle à Γ_γ, largeur radiative totale, laquelle est la somme de toutes les largeurs radiatives partielles $\Gamma_{\gamma i}$ correspondant aux rayons γ primaires.

Notre présent travail consiste en :

a) l'identification d'une transition radiative primaire : mais les techniques actuelles de détection, en utilisant les cristaux NaI(Tl), excluent la possibilité de l'étude de tous les rayons γ primaires à cause de la résolution en amplitude encore insuffisante. On est seulement capable d'isoler quelques transitions de haute énergie conduisant à l'état fondamental et à un ou deux des premiers états excités du noyau composé dans certains cas favorables.

b) la mesure de son intensité afin d'obtenir la probabilité relative de désexcitation (quantité qui est proportionnelle à la largeur radiative partielle) pour la transition considérée : ce type de mesure est généralement très difficile ; en effet, non seulement les problèmes de faible taux de comptage et de bruit de fond relativement très élevé sont à considérer, mais également la faible résolution expérimentale nécessite l'emploi de méthodes compliquées pour extraire les intensités de raies individuelles du spectre complexe de rayons γ.

c) l'étude de la distribution de cette intensité de résonance à résonance : pour cela, un grand échantillonnage de largeurs radiatives partielles pour la transition étudiée est nécessaire ; ceci exige donc une bonne résolution en temps de vol afin d'avoir le plus grand nombre possible de résonances de neutron.

A Saclay, des progrès dans la résolution en temps de vol et dans les performances des détecteurs des rayons γ, joints à l'emploi d'analyseurs multidimensionnels et au traitement des informations ainsi obtenues sur ordinateur, ont permis l'étude des spectres de rayons γ de haute énergie (6 à 9 MeV) de certains noyaux, et ainsi de mieux comprendre le mécanisme de désexcitation. Nous allons décrire, dans les pages suivantes, le dispositif expérimental et les méthodes d'analyse utilisées pour la détermination de ces intensités.

B - Dispositif expérimental et appareillage

a) Progrès réalisés avec le nouveau dispositif de détection

Dans notre ancien dispositif de détection de rayons γ de haute énergie, nous utilisions des cristaux NaI(Tl) cylindriques de 12,5 cm de diamètre et de 15 cm de longueur, la résolution de tels détecteurs était de 9 % pour les rayons γ de 662 keV de Cs et de 5 % environ pour les rayons γ de 6 MeV. La figure II.1 montre un spectre obtenu au Van de Graaff de Saclay par la réaction $^{19}F(p,\alpha\gamma)^{16}O$, l'énergie de protons incidents étant de 1,375 MeV [II.1]. Au cours des dernières années, dans les différents laboratoires, un effort particulier a été entrepris pour améliorer la résolution, en perfectionnant le dispositif de collection de la lumière et l'électronique associée et en même temps en

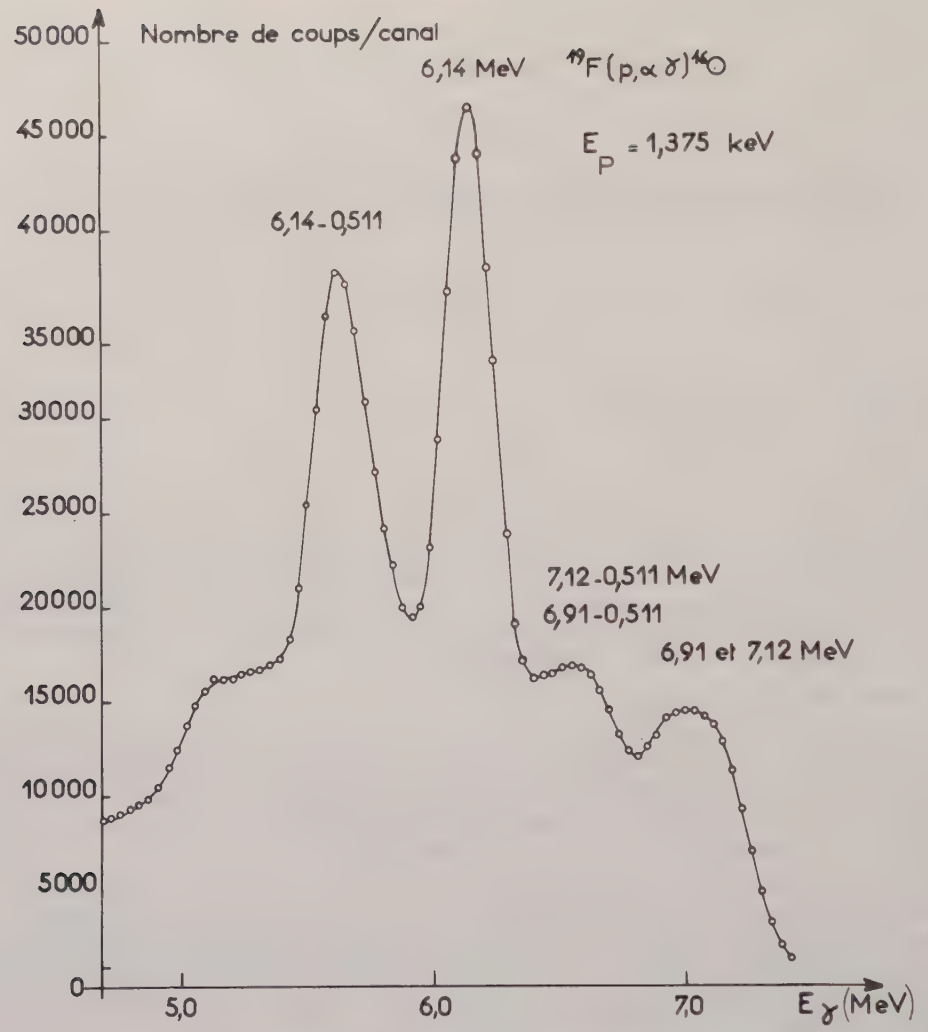


Fig. II.1 : Spectre des rayons γ émis dans la réaction $^{19}F(p,\alpha\gamma)^{16}O$.

augmentant les dimensions des cristaux. Prenons, par exemple, le cas du scintillateur NaI(Tl) d'Argonne [II.2] où le cristal, de 20 cm de diamètre et de 15 cm de longueur, est associé à un photomultiplicateur EMI 9545 A de 30 cm de diamètre ; la résolution de ce spectromètre est de 8,5 % environ pour le pic de Cs et de 3,5 % environ pour les rayons γ de 8 MeV. La figure II.2 montre un spectre de rayons γ émis lors de la capture des neutrons thermiques par le fer en utilisant un tel détecteur. Mais l'un des désavantages d'un tel spectromètre est que, pour une grande partie des interactions, le cristal n'absorbe pas totalement l'énergie initiale du photon. Les photons diffusés par effet Compton ou les photons d'annihilation provenant de la création de paires, peuvent s'échapper du cristal et l'amplitude de l'impulsion résultante se trouve réduite. On peut remarquer ces inconvénients dans les figures II.1 et II.2. Ces effets sont devenus très gênants pour l'étude des rayons γ émis après capture des neutrons à cause de la complexité des spectres.

Pour supprimer une fraction importante de ces effets, un certain nombre de méthodes ont été utilisées par différents auteurs [II.3]. Nous avons mis en service un détecteur de rayons γ à haute résolution qui consiste à utiliser un cristal NaI(Tl) entouré d'un cristal annulaire de même nature (voir figure II.3). Le cristal central, de 10 cm de diamètre et de 15 cm de longueur, est placé à l'intérieur d'un puits constitué par le cristal annulaire dont la longueur est de 30 cm, où il peut glisser. L'épaisseur de la paroi du cristal annulaire est de 7,5 cm. Le cristal central couplé à un photomultiplicateur du type RCA 8051 est le détecteur, et le cristal annulaire couplé à neuf photomultiplicateurs du type RCA 2061 sert à reconnaître la nature de l'interaction qui a lieu au moment de la scintillation. L'ensemble de cet appareil a été fabriqué par la Société Harshaw. Le cristal

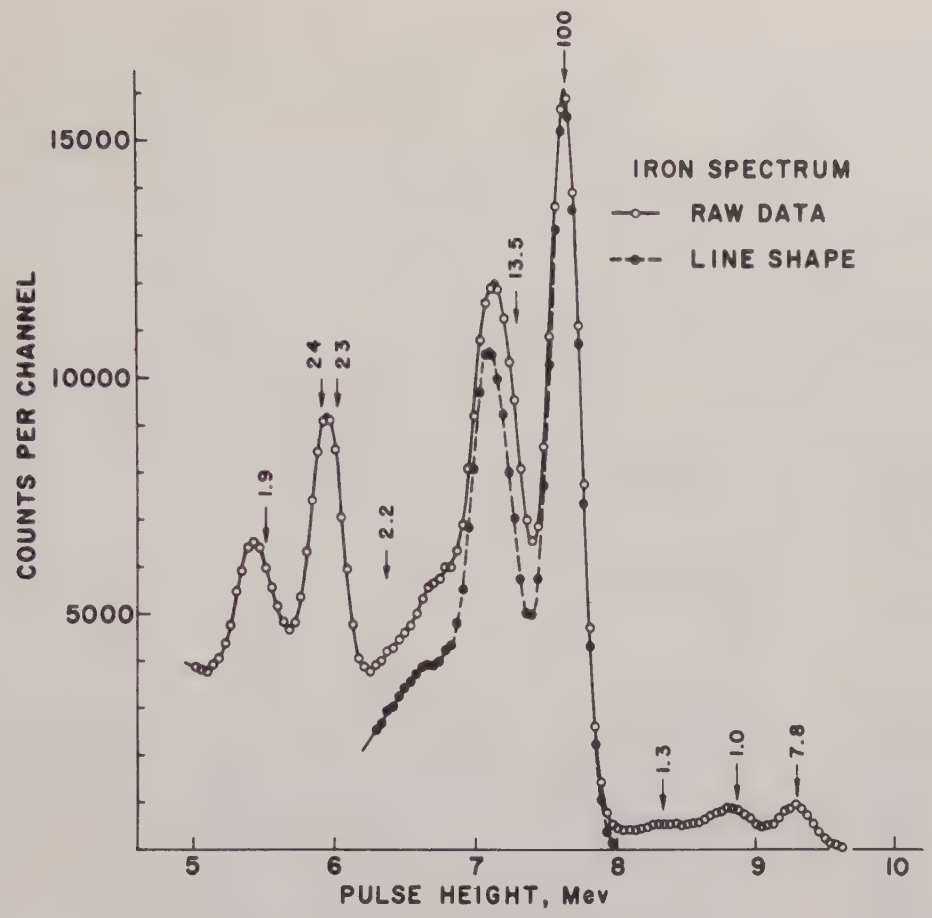


Fig. II.2 : Spectre des rayons γ émis après capture des neutrons thermiques dans le fer donné par la référence [II.2]

annulaire n'est d'ailleurs pas un monocristal mais il est constitué de l'ensemble de deux monocristaux accolés. Le cristal central a une résolution de 9 % pour le pic du césium et de 4,5 % pour la raie à 7,73 MeV de l'aluminium, obtenue à partir de la réaction $^{27}Al(n, \gamma)^{28}Al$ avec des neutrons thermiques. Le cristal annulaire a une résolution de 16 % pour le pic du césium, une fois les neuf photomultiplicateurs réglés et mélangés.

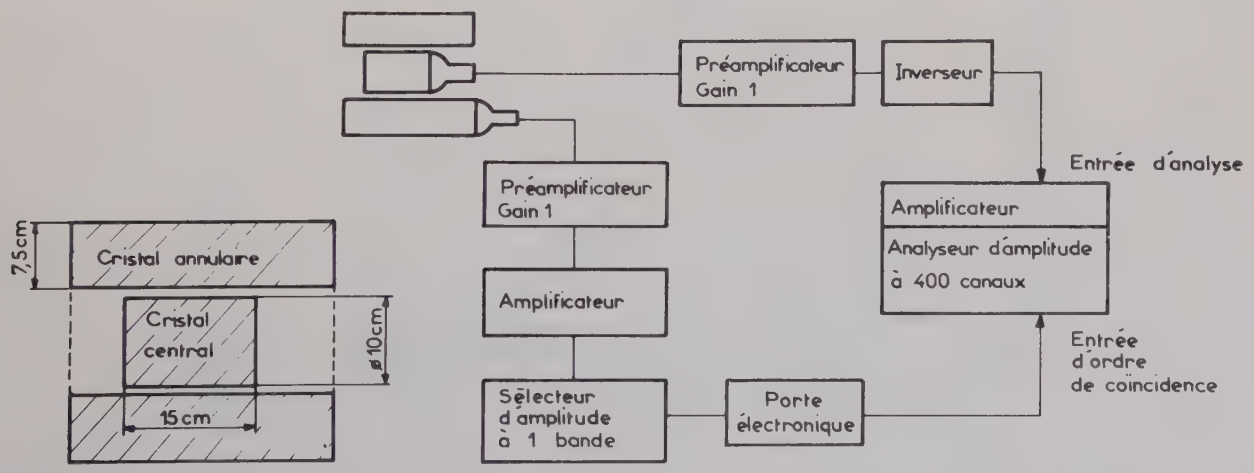


Fig. II.3 : Schéma du dispositif expérimental pour étude des spectres de rayons γ.

Nous nous sommes servis de cet ensemble pour étudier les spectres de rayons γ de haute énergie de la façon indiquée dans la figure II.3. Nous observons le spectre de rayons γ délivré par le cristal central s'il est en coïncidence avec un ordre venant du sélecteur d'amplitude à une bande de la voie du cristal annulaire. Ce sélecteur est réglé de telle sorte qu'on ait une bande d'énergie correspondant au pic photoélectrique dans le cristal annulaire d'un rayon γ de 511 keV, soit 511 ± 90 keV. En effet, pour les rayons γ de haute énergie ($E_\gamma > 4$ MeV), le processus de création de paires dans le cristal prédomine sur l'effet photoélectrique et l'effet Compton. Les pics d'annihilation qui résultent de la sortie d'un ou deux photons de 511 keV hors du cristal, deviennent de plus en plus importants quand l'énergie des rayons γ croît. Ainsi la fonction du cristal annulaire est justement de recueillir ces photons de 511 keV échappés du cristal central pour donner l'ordre au sélecteur d'amplitude à 400 canaux d'enregistrer l'information provenant du cristal central et on réalise la spectrométrie γ en sachant que l'énergie correspondant au pic est (E_γ – 511 keV) et non plus E_γ.

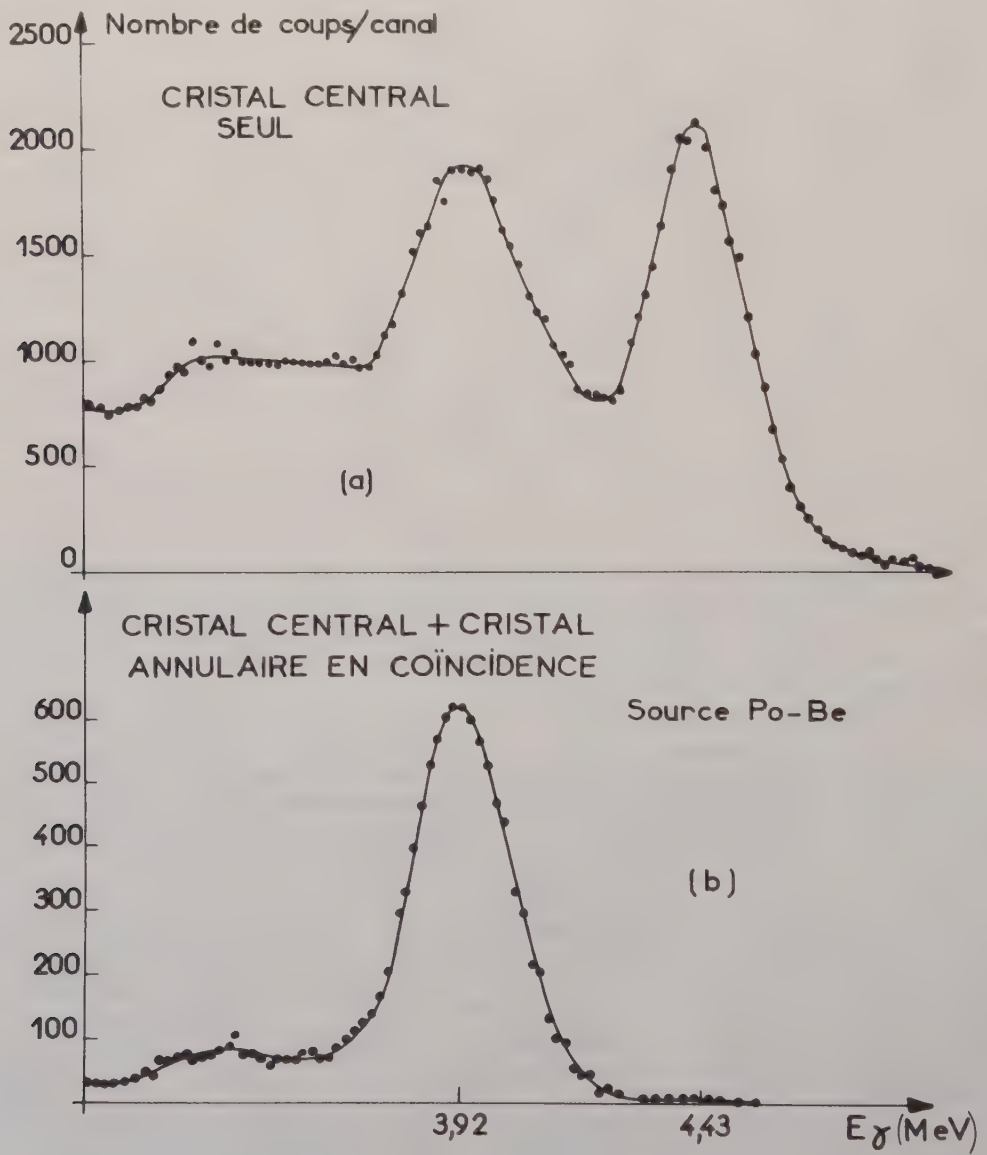


Fig. II.4 : Spectre des rayons γ de Po-Be : a) cristal central seul ; b) cristal central + cristal annulaire en coïncidence.

La prépondérance du premier pic d'annihilation pour les rayons γ d'énergie étudiée (6 à 9 MeV) suggère un fonctionnement en coïncidence. L'efficacité du cristal relative à ce premier pic d'annihilation étant connue, on peut se demander quelle sera la perte en efficacité entraînée par un tel fonctionnement. Si l'on admet que tout rayon γ d'énergie égale à 511 keV est détecté lors de sa traversée du cristal annulaire (3 % de chance de parcours sans interaction), la fraction correspondant au pic photoélectrique est environ de 50 %. On sélectionne, dans notre cas, les rayons γ d'énergie comprise entre 420 et 600 keV. Déjà, dans l'hypothèse la plus optimiste, l'efficacité sera diminuée de moitié. Cette condition de sélection élimine certains rayons γ de 511 keV ayant eu une interaction dans le cristal central avant d'atteindre le cristal annulaire. Elle aura entre autres comme conséquence de détruire complètement le pic total qui pouvait comprendre certains de ces rayons γ. Si l'on tient compte de l'effet des angles de fuite dû à la position du cristal central, et si tous les effets cités sont pris en considération on prévoit un facteur d'affaiblissement égal à trois. Expérimentalement, on vérifie que, dans le fonctionnement en coïncidence, on obtient 30 % des impulsions détectées sans coïncidence. Cette proportion est indépendante de l'énergie des rayons γ dans le domaine d'énergie de 4 à 8 MeV.

Ainsi la proportion de coïncidences détectées serait plus forte si le cristal central était moins gros mais les rayons γ de haute énergie seraient moins bien détectés.

La position du cristal central à l'intérieur du cristal annulaire modifie cette proportion et aussi le rapport entre le premier pic d'annihilation et le deuxième pic d'annihilation dans le fonctionnement en coïncidence. Une étude systématique révèle que la réponse du cristal est la même lorsque la distance entre la face avant du cristal et celle du cristal annulaire varie entre 6 et 10 cm. Pour des raisons évidentes d'intensité, on a choisi la distance de 6 cm.

Les figures II.4a et II.4b représentent la réponse du cristal avec et sans coïncidence avec une source de rayons γ de 4,43 MeV de Po-Be. Le pic total a entièrement disparu. Le deuxième pic d'annihilation est très réduit. Les deux rayons γ d'annihilation étant émis à 180°, la probabilité de leur détection par le cristal annulaire est grande. La condition de sélection d'énergie en élimine la majeure partie, mais si, par exemple, les deux rayons γ de 511 keV subissent seulement l'effet Compton dans le cristal annulaire, il n'est pas interdit que la somme des énergies détectées

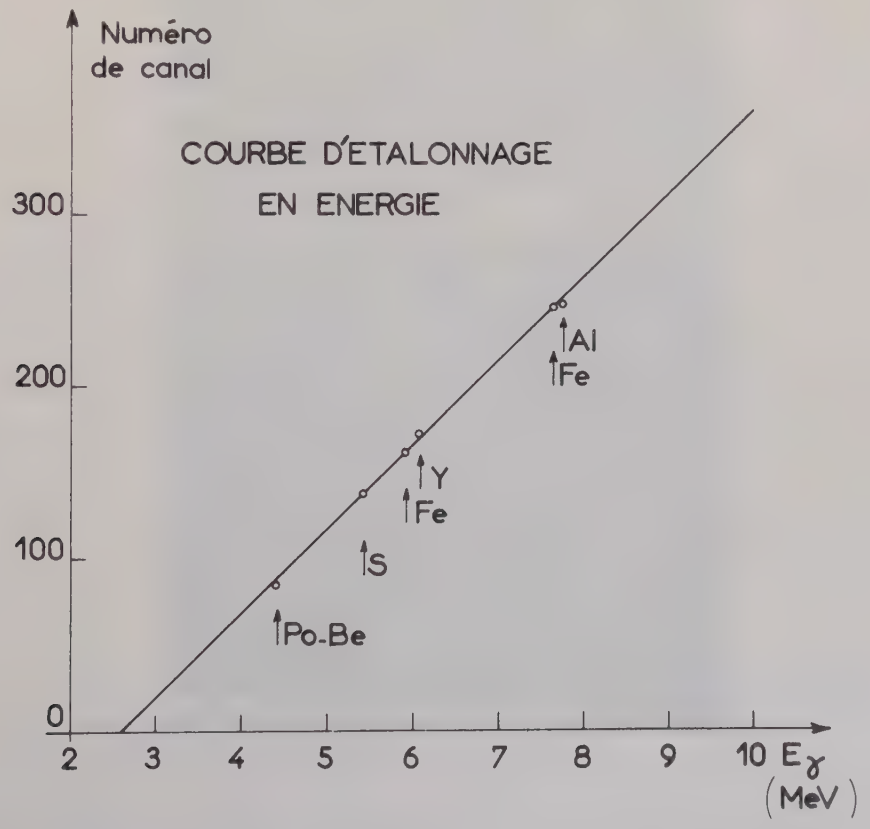


Fig. II.5 : Courbe d'étalonnage en énergie de l'ensemble du dispositif de détection.

soit comprise entre 420 et 600 keV (condition de sélection). Une condition de sélection réduit le résidu dû au deuxième pic d'annihilation, mais au détriment de l'efficacité. Le rapport des deux pics étant, comme le montre la figure II.4b, satisfaisant, on a choisi une condition de sélection de 420 keV à 600 keV. Le rapport de ces deux pics est également indépendant de l'énergie des rayons γ étudiés.

Un des avantages importants du fonctionnement en coïncidence est une diminution sensible du bruit de fond. Si l'on avait choisi la solution de détection du pic total, donc la solution d'anticoïncidence [II.4], la condition de sélection d'énergie aurait dû être moins sévère (100 keV à 1100 keV en considérant seulement les rayons γ de 511 keV). Le cristal annulaire constituant un volume énorme de détection, le nombre de coïncidences fortuites n'est pas négligeable et l'efficacité est réduite d'autant. Dans notre cas, le bruit de fond rendait un fonctionnement en anticoïncidence difficile (effacement imparfait du pic d'annihilation) et, l'efficacité de détection étant peu différente pour nos conditions expérimentales, nous avons préféré le fonctionnement en coïncidence.

La figure II.5 représente la courbe d'étalonnage en énergie de l'ensemble de notre dispositif de détection, les sources de rayons γ utilisées, à l'exception des rayons γ de 4,43 MeV de Po-Be, sont obtenues par les réactions (n, γ) sur les différents éléments avec les neutrons thermiques de

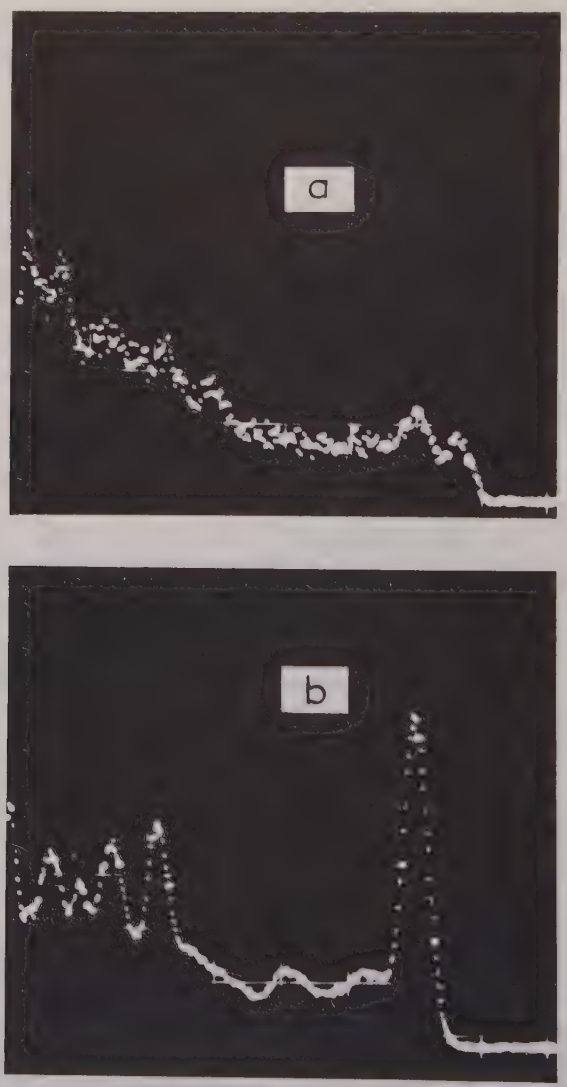


Fig. II.6 : Spectre des rayons γ émis après capture des neutrons thermiques dans l'aluminium : a) cristal central seul ; b) cristal central + cristal annulaire en coïncidence.

la pile EL 3 de Saclay. Ce sont les raies 7,73 MeV de l'aluminium (fig. II.6b), 7,64 MeV du fer (fig. II.7b), 6,072 MeV de l'yttrium (fig. II.8b) et 5,43 MeV du soufre (fig. II.9b). On peut voir qu'à 0,5 % près tous les points se trouvent sur la droite tracée, donc la linéarité obtenue est excellente.

La figure II.10 représente la courbe donnant la résolution obtenue en fonction des énergies de rayons γ ; cette résolution suit approximativement la loi en $1/\sqrt{E_\gamma}$ dans le domaine d'énergie entre 4 et 8 MeV.

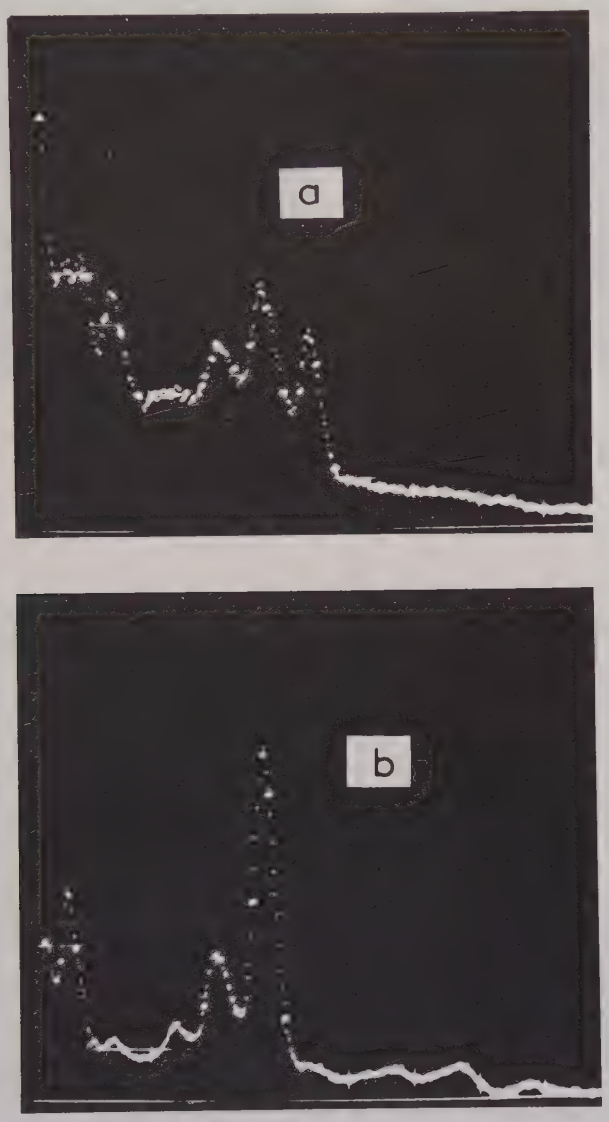


Fig. II.7 : Spectre des rayons γ émis après capture des neutrons thermiques dans le fer : a) cristal central seul ; b) cristal central + cristal annulaire en coïncidence.

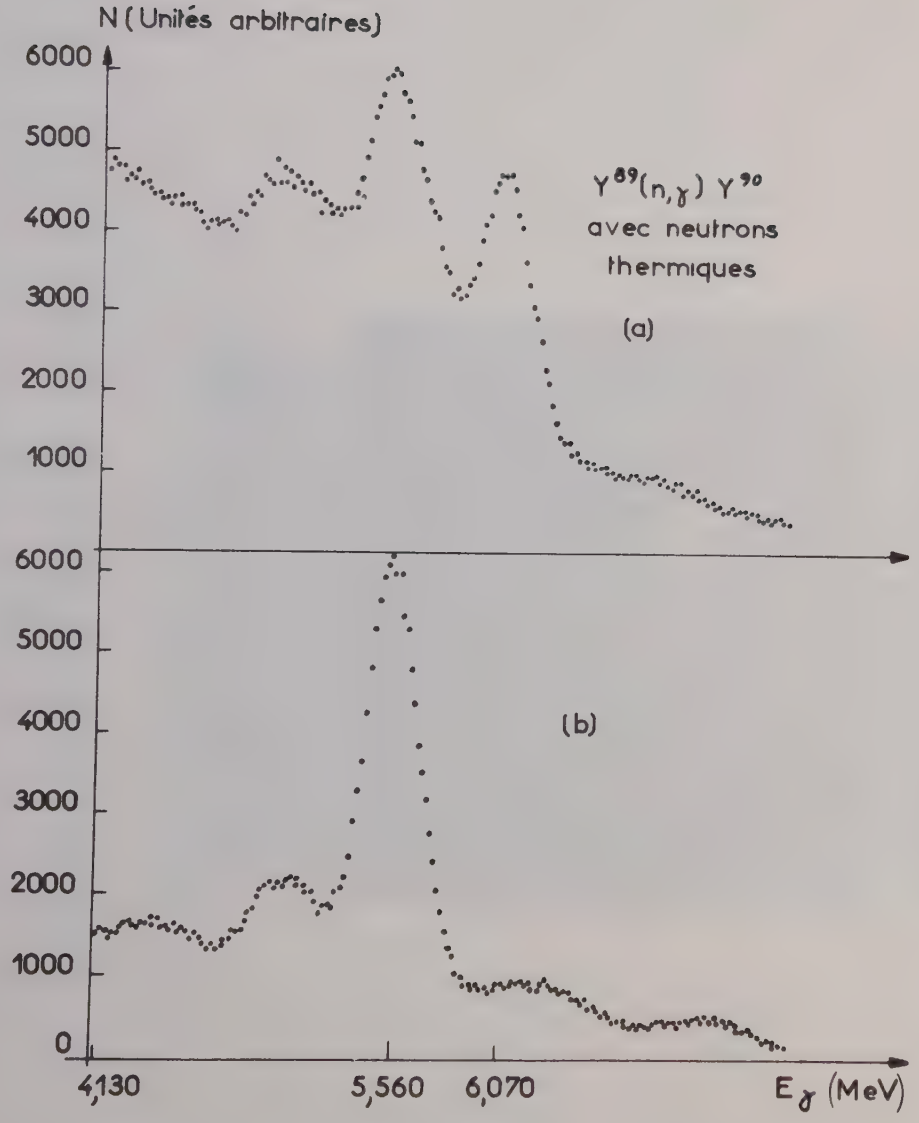


Fig. II.8 : Spectre des rayons γ émis après capture des neutrons thermiques dans l'yttrium : a) cristal central seul ; b) cristal central + cristal annulaire en coïncidence.

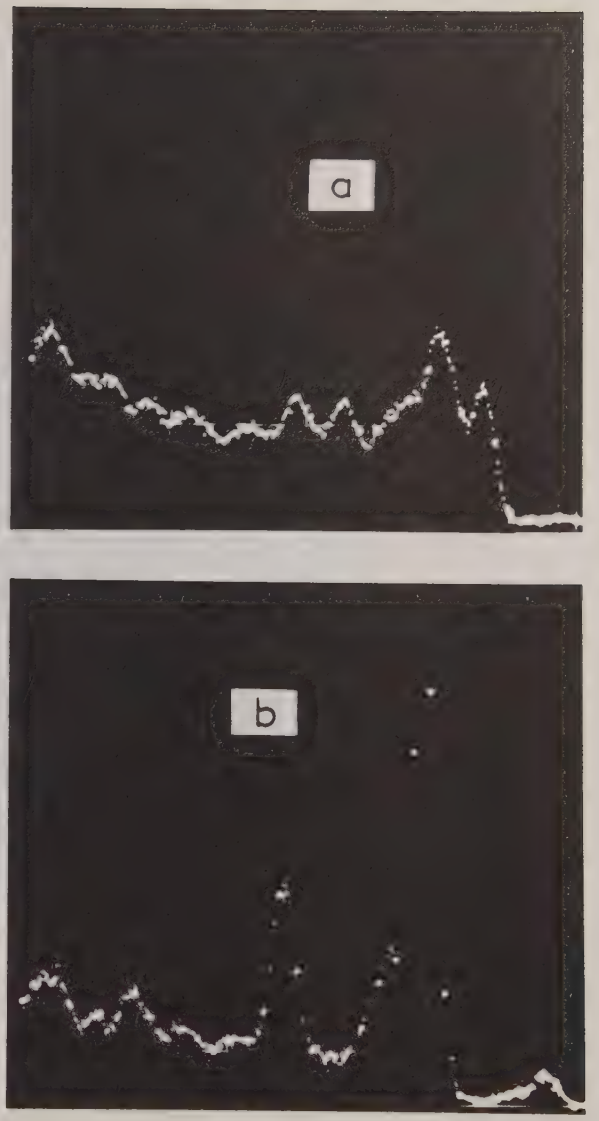


Fig. II.9 : Spectre des rayons γ émis après capture des neutrons thermiques dans le soufre : a) cristal central seul ; b) cristal central + cristal annulaire en coïncidence .

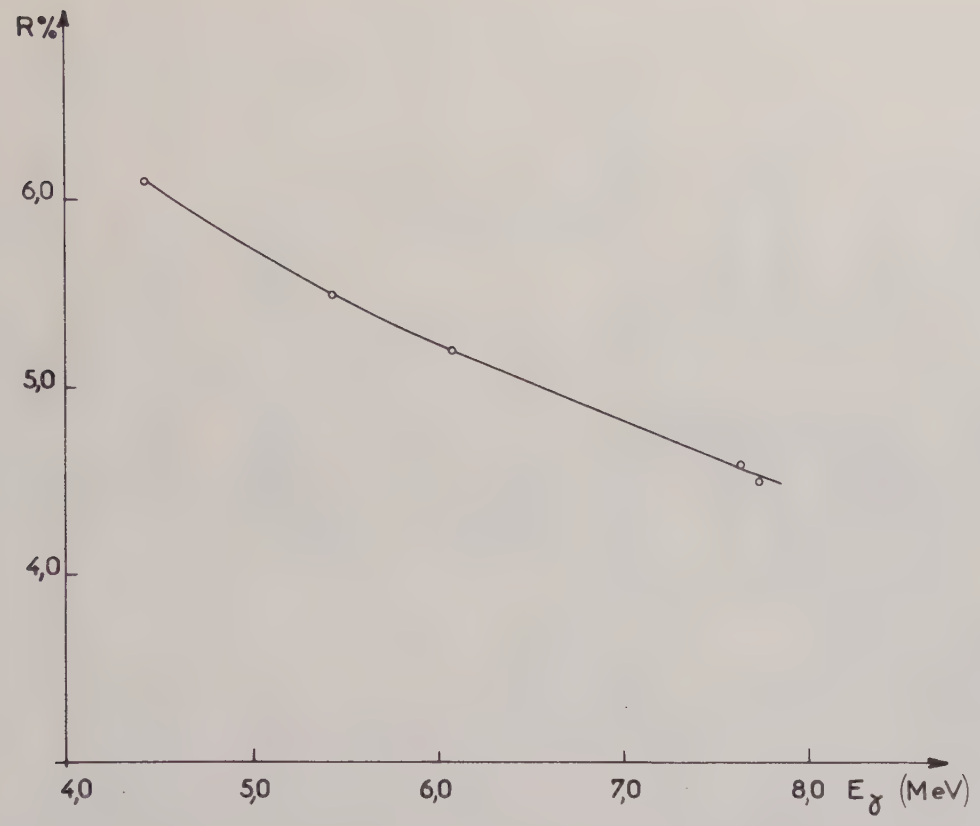


Fig. II.10 : Résolution en fonction de l'énergie des rayons γ.

b) Schéma général du dispositif expérimental pour l'étude de la capture radiative de neutrons par la méthode du temps de vol

La source de neutrons est obtenue à partir de l'accélérateur linéaire à électrons de Saclay [II.5]. Des impulsions périodiques d'électrons accélérés bombardent une cible d'uranium naturel. Après conversion des électrons en rayons γ de freinage, les neutrons sont produits à la fois par les réactions (γ,n) et (γ,f). Ces neutrons sont ensuite ralentis par une plaque de polyéthylène de 20 mm d'épaisseur placée contre la cible d'uranium. Cette dernière est cylindrique, de diamètre 3 cm et de hauteur 10 cm. Les expériences ont été faites sur une base oblique (à 45°) par rapport à la plaque de polyéthylène. L'échantillon à étudier et les détecteurs sont placés à l'intérieur d'une enceinte thermostatée, à une distance de 14,5 m ou de 28,7 m de la source, selon le domaine d'énergie de neutrons que l'on se propose d'étudier. Le faisceau de neutrons est collimaté par des diaphragmes de béton, de carbure de bore et de plomb. De tels diaphragmes sont placés tout au long du faisceau et la figure II.11 donne le schéma de la disposition générale. Ce faisceau passe d'ailleurs dans un tuyau où l'on pratique un vide primaire pour éviter l'affaiblissement du faisceau dû à la diffusion des neutrons par l'air atmosphérique. L'échantillon est placé dans le faisceau soit normalement, soit obliquement, et le détecteur est placé au droit de l'échantillon hors du faisceau direct de neutrons. Afin de se protéger contre le faisceau de neutrons direct et de réduire le bruit de fond ambiant, le détecteur, constitué par l'ensemble du cristal annulaire et du cristal central, est entouré d'un mur de plomb de 10 cm d'épaisseur. La face d'entrée du cristal annulaire est protégée d'une plaque de polyéthylène boré et d'une plaque de plomb, chacune ayant une épaisseur de 2 cm, toutes les deux avec une ouverture circulaire de 9,5 cm de diamètre devant le cristal central. De plus, la face d'entrée de ce dernier est couverte d'un écran de bore (enrichi à 92 % de ^{10}B) contenant $2 g/cm^2$ de ^{10}B environ pour absorber les neutrons diffusés par l'échantillon et les matériaux se trouvant au voisinage du cristal. D'autre part, il y a recouvrement plus ou moins important des spectres de neutrons relatifs à deux impulsions consécutives, selon les conditions de fonctionnement de l'accélérateur et les régions d'intérêt étudiées. Cet effet de recouvrement accroît le bruit de fond. On le diminue notablement en interposant un écran de coupure (soit au bore soit au cadmium) dans le faisceau.

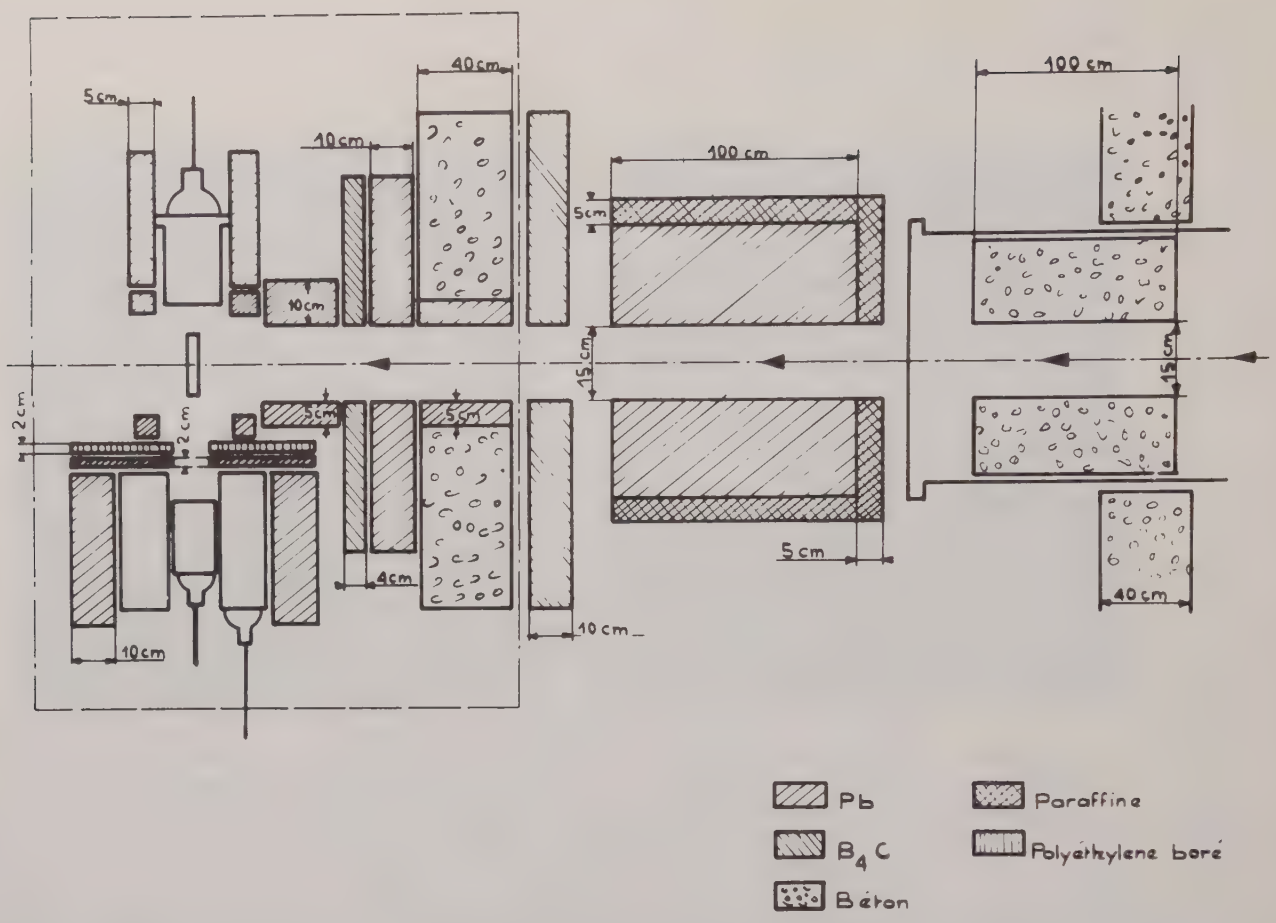


Fig. II.11 : Schéma de la disposition générale de collimation du faisceau de neutrons.

Au moment de l'impulsion de l'accélérateur linéaire, il y a une émission intense de rayons γ qui saturent les cristaux de détection et troublent le fonctionnement des photomultiplicateurs pendant un temps assez long (environ 100 μs ou plus). Pour éviter cela, on pulse le photomultiplicateur du cristal central, c'est-à-dire que la tension de focalisation du photomultiplicateur est coupée pendant la durée d'émission de rayons γ du début de cycle ; dans ce cas, les impulsions détectées se restituent normalement au bout de 30 à 50 μs.

La figure II.12 représente le schéma de montage de l'ensemble de notre dispositif expérimental. Il s'agit, d'une part, de déterminer l'instant d'arrivée d'une impulsion provenant du photomultiplicateur par rapport à l'instant t_0 ; d'autre part, d'analyser son amplitude, autrement dit d'analyser les spectres de rayons γ en fonction de l'énergie de neutrons. Pour cela, nous avons utilisé un analyseur bidimensionnel, appelé "2X3" [II.6]. Nous donnerons une descirption sommaire de cet appareil dans le paragraphe suivant. La technique de coïncidence entre le cristal central et le cristal annulaire telle que nous l'avons décrite précédemment a été utilisée pour effectuer nos mesures.

c) Description de l'appareillage électronique

Nous n'insistons pas sur les appareils électroniques classiques tels que les préamplificateurs, les amplificateurs, les sélecteurs d'amplitude à une bande, etc. Nous donnons ici seulement une description sommaire du fonctionnement général du sélecteur bidimensionnel "2X3". Ce sélecteur comprend :

a) un codeur de temps de vol type "accordéon" de 65536 canaux [II.7] sortant ses informations en binaire parallèle.

b) un analyseur d'amplitude (conversion amplitude-temps) de marque TMC, sortant ses informations en binaire parallèle.

c) une mémoire intermédiaire qui regroupe les informations résultant de l'analyse en temps et en amplitude et qui les restitue simultanément, à une fréquence définie par la vitesse d'enregistrement, sur la bande magnétique.

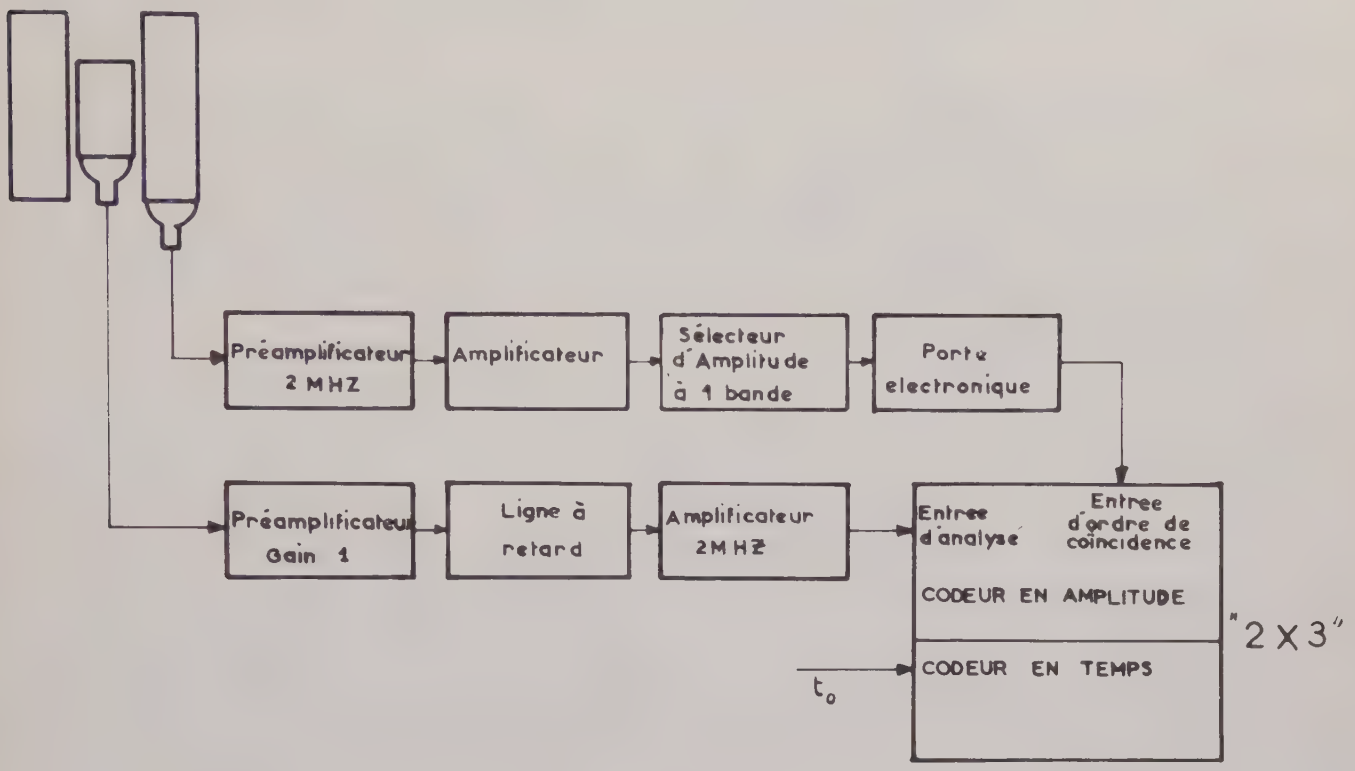


Fig. II.12 : Schéma de montage de l'ensemble du dispositif expérimental.

d) un dérouleur de bande magnétique AMPEX à 16 pistes avec ses amplificateurs d'enregistrement et de lecture.

e) un ensemble de huit conditionneurs commandés par un registre avec aiguillage des informations vers le bloc d'exploitation.

f) un bloc mémoire à ferrites Intertechnique de 1 024 canaux ou de 4 096 canaux ayant chacun une capacité de 100 000 coups, suivi d'une perforatrice "Lorentz".

L'ensemble de ces appareils est disposé comme sur la figure II.13 qui représente le synoptique général.

Les informations, à la sortie du photomultiplicateur, sont envoyées vers le convertisseur amplitude-temps (analogique-digital). Trois cas peuvent se présenter :

1/ si les impulsions sont inférieures et supérieures respectivement aux seuils inférieur et supérieur affichés, elles ne sont pas prises en compte et, dans ce cas, le temps mort est approximativement déterminé par la forme des impulsions d'entrée dont le temps de montée est de 0,5 µs et le temps de descente est de 4 µs.

2/ si les impulsions sont comprises entre les seuils inférieur et supérieur affichés, elles sont stockées dans la capacité mémoire du convertisseur analogique-digital et restent là en attendant un ordre d'analyse qui sera donné si les informations sont contenues dans les régions en temps affichées sur le sélecteur en temps.

3/ les impulsions comprises entre les seuils inférieur et supérieur affichés, et stockées dans la capacité mémoire sont annulées 2 µs après leur arrivée si l'ordre d'acceptation (t'_n) venant du sélecteur en temps n'arrive pas.

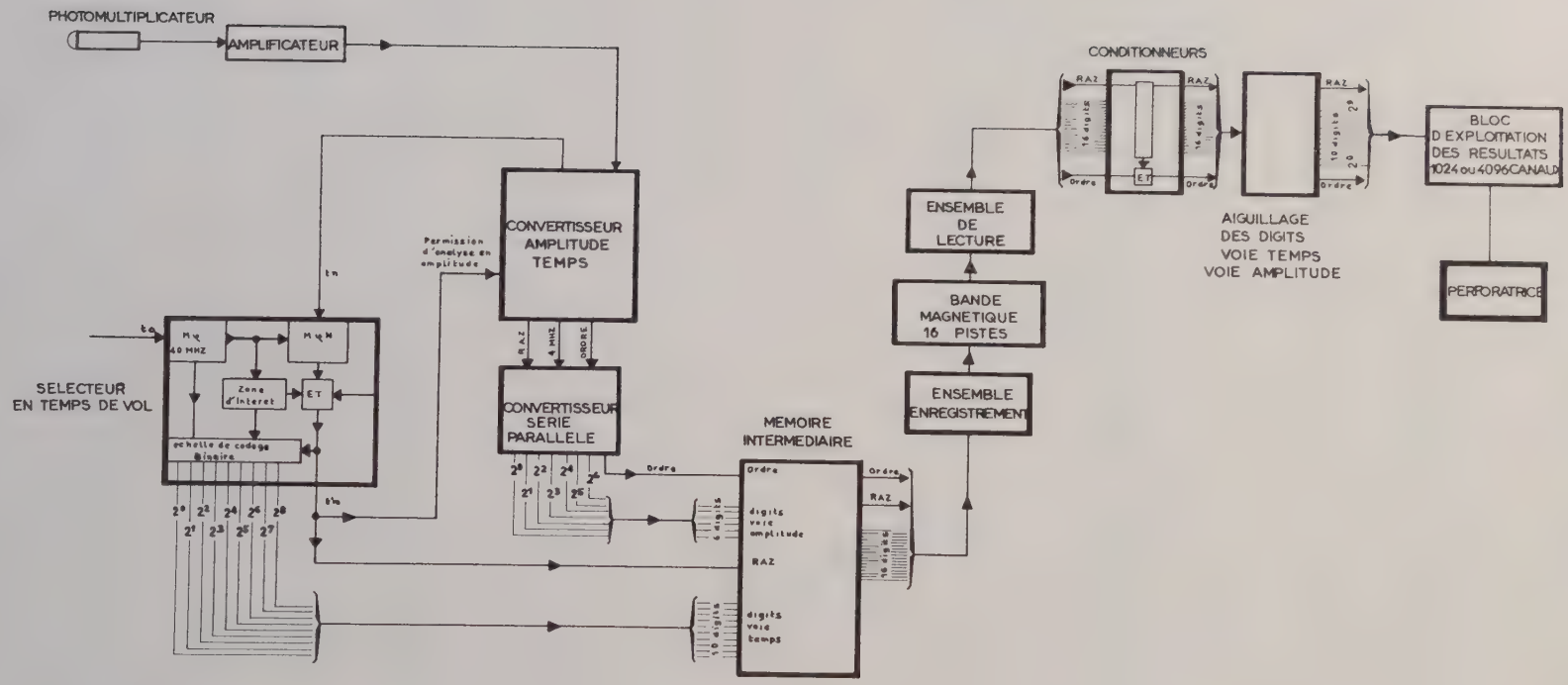


Fig. II.13 : Synoptique général du sélecteur bidimensionnel "2 ×3".

Les informations sortant du codeur en temps se présentent sous forme binaire pure (dont nous avons utilisé 9 digits soit 512 canaux) en même temps que l'ordre d'acceptation de l'impulsion stockée dans la capacité du convertisseur analogique-digital, mais ces digits sont envoyés sur la mémoire intermédiaire où ils positionnent des registres. Lorsque l'analyse en amplitude de l'impulsion est terminée, les 7 digits amplitude (soit 128 canaux) sont appliqués sur la mémoire intermédiaire où ils positionnent également des registres. 2 µs après, un ordre venant du convertisseur analogique-digital transfère les 16 digits (9 digits en temps et 7 digits en amplitude) dans la mémoire intermédiaire.

A noter que, lorsqu'une impulsion est acceptée par le convertisseur analogique-digital, l'entrée de celui-ci est fermée jusqu'à la fin d'analyse de cette impulsion ou de son rejet. Le temps mort de cette analyse est variable selon la hauteur d'impulsion considérée, soit de 0,25 µs par canal + 20 µs pour le cycle de mémoire.

Enfin, une impulsion de remise à zéro (RAZ) est appliquée sur la mémoire intermédiaire et elle est fournie par le convertisseur analogique-digital, lorsqu'une nouvelle impulsion est acceptée pour l'analyse en amplitude.

La figure II.14 donne les différents signaux en fonction du temps pour chaque étape d'analyse.

La mémoire intermédiaire restitue ensuite simultanément les 16 digits, à une fréquence définie par la vitesse d'enregistrement, sur la bande magnétique. La plus faible vitesse d'enregistrement de la bande magnétique est choisie en fonction du taux de comptage des expériences compatibles avec le temps mort de la mémoire intermédiaire. Par exemple, pour les vitesses de 1 7/8, 3 3/4, 7 1/2, 15, 30 et 60 pouces/seconde, les temps morts sont respectivement de 3 ms, 1,5 ms, 750 µs, 375 µs, 200 µs et 100 µs.

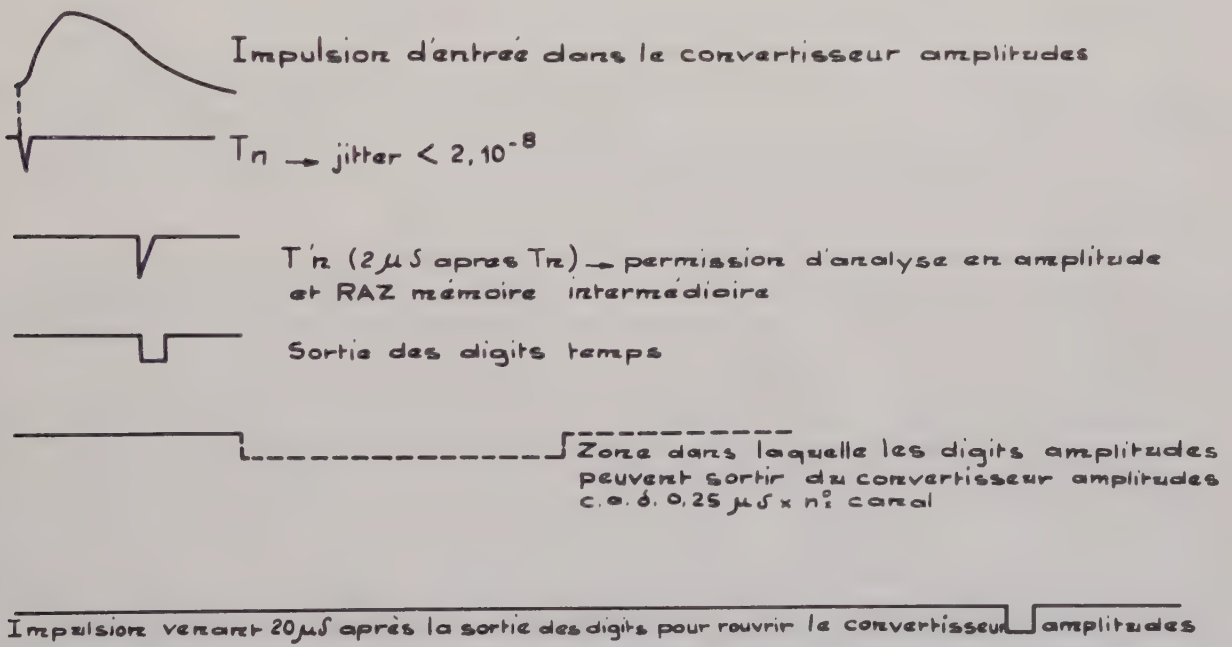


Fig. II.14 : Différents signaux en fonction du temps pour chaque étape d'analyse du "2 × 3".

La longueur de chaque bande magnétique étant de 1 500 mètrès, sa durée maximale est donc de 9 heures environ. Une expérience classique de plusieurs bandes peut atteindre ou dépasser 50 heures.

Il faut souligner ici que nous n'avons utilisé qu'une petite partie du nombre de canaux offert par le codeur en temps et que la souplesse de division entre les nombres de digits en temps et en amplitude existe : 512 × 128, 1 024 × 64 ou 256 × 256.

Une fois l'expérience terminée, on peut relire la bande magnétique, soit les spectres d'amplitude conditionnés par des temps, soit les spectres en temps conditionnés par des amplitudes à l'aide des 8 conditionneurs, c'est-à-dire que 8 spectres peuvent être lus simultanément. Un bloc d'exploitation

des résultats soit à 1 024 soit à 4 096 canaux réalise dans sa mémoire à ferrite la totalisation statistique des informations provenant des conditionneurs. Le nombre de coups totalisés dans chaque canal du bloc d'exploitation peut être visualisé sur oscilloscope et perforé sur bande à l'aide d'une perforatrice "Lorentz" commandée par le bloc d'exploitation.

C - Analyse des spectres de rayons γ de capture de haute énergie

Dans l'analyse des spectres complexes de rayons γ émis lors de la capture de neutrons, il est nécessaire d'avoir une méthode systématique de décomposition du spectre en ses diverses composantes, car chaque spectre complexe est supposé formé par une superposition linéaire d'une série de spectres simples qui, dans notre cas, sont les raies correspondant aux rayons γ individuels. A Saclay, nous avons mis au point un programme permettant d'obtenir l'intensité de ces raies, en utilisant la méthode des moindres carrés, par ajustement sur le spectre expérimental d'une combinaison linéaire de courbes théoriques représentant la réponse du détecteur pour chacune des énergies que l'on suppose entrer dans la composition du spectre. Le détecteur est constitué d'un cristal central entouré d'un cristal annulaire monté en coïncidence que nous avons décrit précédemment (chapitre II.1-B). Le programme suppose donc avant tout la connaissance de l'énergie des différentes raies entrant dans la composition du spectre. Heureusement, dans beaucoup de cas, le schéma de désintégration pour les noyaux est connu. La compilation des spectres de rayons γ émis après capture des neutrons thermiques, faite par Groshev et ses collaborateurs [II.8], est bien précieuse à cet égard. Néanmoins, dans un certain nombre de cas, il est nécessaire d'ajouter des raies non observées dans le spectre thermique pour rendre l'ajustement plus compatible avec le spectre observé expérimentalement, en particulier pour les spectres à haute énergie dus aux neutrons de résonance.

a) Description du programme

Il comprend quatre parties :

1/ Préparation des données expérimentales.

2/ Construction des courbes théoriques décrivant la réponse du cristal à une source monoénergétique.

3/ Ajustement des résultats expérimentaux et des courbes théoriques.

4/ Exploitation des résultats.

1/ *Préparation des données expérimentales*

La donnée de base est le spectre de rayons γ obtenu par le détecteur. Le programme peut lire les cartes résultant du transcodage des rubans perforés issus des divers sélecteurs susceptibles d'être utilisés.

Dans l'éventualité où un spectre de rayons γ du bruit de fond a été également obtenu, ce bruit de fond est normalisé et retranché du spectre.

Si nous appelons N le comptage brut du spectre et N' le comptage brut du bruit de fond, pour un canal, la valeur d'analyse dans le canal s'écrit :

$$S = N + \frac{T'}{T} N' \qquad (II.1)$$

où T et T' représentent les temps d'accumulation respectifs du spectre et du bruit de fond.

On suppose, par ailleurs, que les comptages sont distribués normalement (c'est-à-dire qu'il n'y a pas d'erreur systématique). Dans ce cas, la variance relative à un canal ayant compté N coups est $\sqrt{N}$.

Si l'on retranche le bruit de fond, les variances se combinent quadratiquement et la variance sur la valeur d'analyse d'un canal s'écrit :

$$\varepsilon = \sqrt{N + \left(\frac{T'}{T}\right)^2 N'} \qquad (II.2)$$

2/ *Construction de la courbe théorique décrivant la réponse du cristal à une source monoénergétique*

Dans le cas d'un détecteur formé d'un seul cristal, on admet que la réponse du détecteur à une source monoénergétique est décrite par la somme de trois gaussiennes : la première, centrée sur

l'énergie E_0 de la source, correspond au pic "photoélectrique" (ou plutôt d'absorption totale), les deux autres centrées sur les abscisses $(E_0 - 511)_{keV}$ et $(E_0 - 1\,022)_{keV}$ correspondent aux deux pics d'annihilation. La courbe est prolongée vers les basses énergies par une horizontale qui est supposée tenir empiriquement compte de l'effet Compton (voir fig. II.15).

Seules deux des gaussiennes subsistent dans le cas d'un détecteur constitué par le cristal central associé d'un cristal annulaire : en effet, le pic "photoélectrique" est éliminé si le cristal annulaire est monté en coïncidence, et le deuxième pic d'annihilation est éliminé s'il est monté en anticoïncidence, à condition qu'une disposition convenable des deux cristaux soit prise en considération et que le cristal central soit très épais.

On suppose que la réponse du cristal à une source monoénergétique ne dépend, à une affinité près, que de l'énergie E_0. Les paramètres définissant cette courbe ne seront donc fonction que de E_0.

A titre d'exemple, dans le cas d'un détecteur sans cristal annulaire, ces paramètres sont :

a) les écarts types des trois gaussiennes $\sigma_1(E)$, $\sigma_2(E)$, $\sigma_3(E)$ qui mesurent la résolution du détecteur.

b) les rapports $r_{21}(E)$, $r_{31}(E)$ et $r_{h1}(E)$ définissant respectivement, par rapport à l'ordonnée maximale de la première gaussienne, les ordonnées maximales de la deuxième et de la troisième et l'ordonnée de l'horizontale.

Un sous-programme permet le calcul en fonction de E de ces divers coefficients. Ce sous-programme dépend du détecteur utilisé et de la géométrie source-détecteur.

Certaines expériences ont permis de déterminer des lois semi-empiriques pour ces coefficients, et ont conduit à prendre les σ proportionnels à $\sqrt{E_0}$ et les r constants par rapport à E_0. On réserve cependant la possibilité d'introduire directement dans le programme les paramètres σ et r pour chaque énergie, cette option pouvant être utilisée pour raffiner un spectre déjà grossièrement résolu.

Nous indiquons ci-dessous les formules employées pour le calcul de la réponse à une source monoénergétique.

$y(x - \alpha)$ représente la fonction de Heaviside au point α.

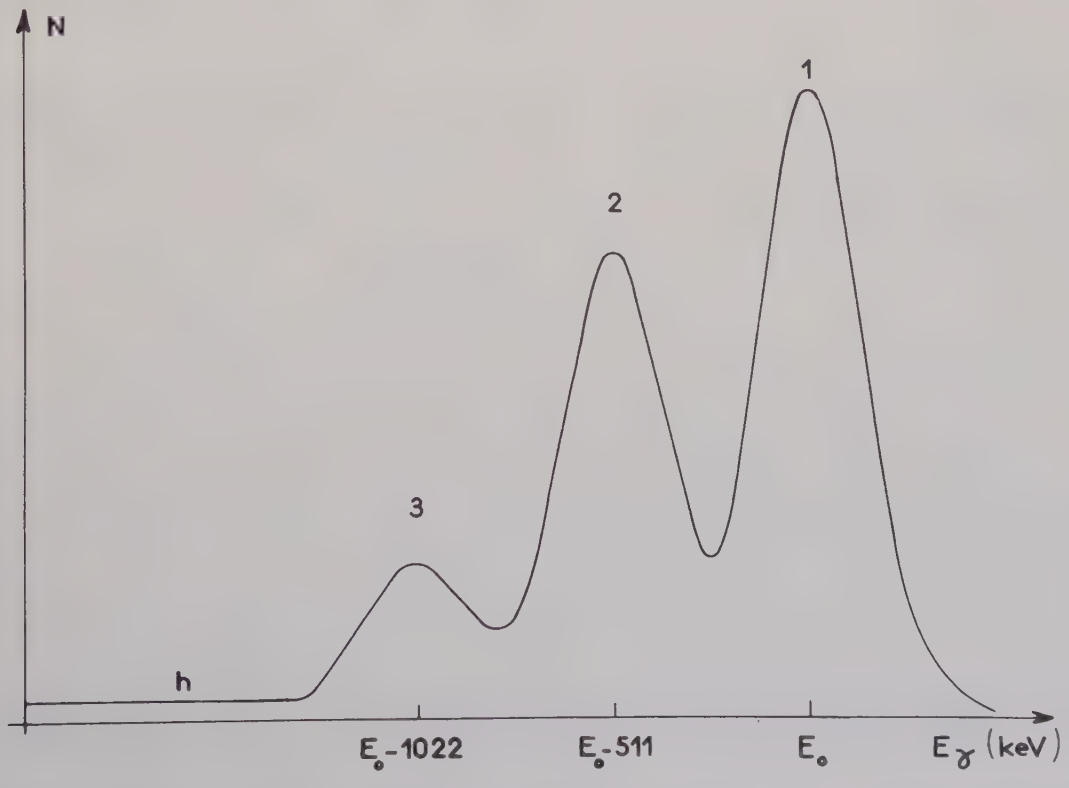


Fig. II.15 : Courbe représentant la réponse schématique du détecteur à une source monoénergétique de rayons γ.

Détecteur à un seul cristal

$$G(x, E_0) = y(E_0 - 1\,022 - x) \sup [r_{h1}, g(x, E_0)] + y(x - E_0 + 1\,022)\, g(x, E_0) \qquad (II.3)$$

où

$$g(x, E_0) = e^{-\frac{1}{2}\frac{(x-E_0)^2}{\sigma_1^2}} + r_{21}\, e^{-\frac{1}{2}\frac{(x-E_0+511)^2}{\sigma_2^2}} + r_{31}\, e^{-\frac{1}{2}\frac{(x-E_0+1022)^2}{\sigma_3^2}} \qquad (II.4)$$

Détecteur à cristal annulaire monté en anticoïncidence

$$G(x, E_0) = y(E_0 - 511 - x) \sup [r_{h1}, g(x, E_0)] + y(x - E_0 + 511)\, g(x, E_0) \qquad (II.3a)$$

où

$$g(x, E_0) = e^{-\frac{1}{2}\frac{(x-E_0)^2}{\sigma_1^2}} + r_{21}\, e^{-\frac{1}{2}\frac{(x-E_0+511)^2}{\sigma_2^2}} \qquad (II.4a)$$

Détecteur à cristal annulaire monté en coïncidence

$$G(x, E_0) = y(E_0 - 1\,022 - x) \sup [r_{h1}, g(x, E_0)] + y(x - E_0 + 511)\, g(x, E_0) \qquad (II.3b)$$

où

$$g(x, E_0) = e^{-\frac{1}{2}\frac{(x-E_0)^2}{\sigma_2^2}} + r_{32}\, e^{-\frac{1}{2}\frac{(x-E_0+511)^2}{\sigma_3^2}} \qquad (II.4b)$$

3/ *Recherche des intensités des différentes raies par ajustement d'une courbe théorique au spectre expérimental*

Les énergies E_ν des raies composant le spectre étant supposées connues, le spectre est considéré comme une combinaison linéaire $\sum_\nu \lambda_\nu G(x, E_\nu)$ des fonctions $G(x, E_\nu)$ qui représentent chacune, à une affinité près, la réponse du détecteur à une source monoénergétique E_ν.

Le problème est donc de calculer les coefficients λ_ν en ajustant au mieux une courbe du type $\sum_{\nu=1,n} \lambda_\nu G(x, E_\nu)$ sur le spectre expérimental S. Cet ajustement se fait sur les valeurs d'analyse (cf première partie) calculées pour chaque canal. Le critère choisi est le critère de moindres carrés .

La quantité à minimiser est :

$$\sum_{i=1,m} P_i \left[S_i - \sum_{\nu=1,n} \lambda_\nu G_{i\nu} \right]^2$$

formule dans laquelle :

- S_i est la valeur d'analyse dans le canal i,
- $G_{i\nu} = G(x, E_\nu)$ où x représente l'énergie au centre du canal i,
- les λ_ν sont les coefficients cherchés, estimateurs de l'intensité des raies d'énergie E_ν,
- P_i est le poids affecté au canal i ; il permet de doser l'influence des différents canaux suivant l'erreur estimée sur leur contenu. Le poids est égal au carré de l'inverse de la variance relative au contenu du canal i, soit à $1/N$ et $1/\left[N + \left(\frac{T'}{T}\right)^2 N'\right]$ suivant que la procédure ne comporte pas ou comporte la soustraction d'un spectre de bruit de fond,
- m et n sont respectivement le nombre de canaux et le nombre de raies.

Les paramètres λ_ν cherchés apparaissent linéairement par rapport aux $G_{i\nu}$ dans l'expression à minimiser résultant de l'annulation des dérivées partielles par rapport aux λ_ν ; on est conduit à la résolution d'un système linéaire :

$$A\,\Lambda = B \qquad (II.5)$$

où A est une matrice de terme général :

$$\alpha_{\mu\nu} = \sum_i P_i \, G_{i\mu} G_{i\nu}, \tag{II.6}$$

B est le vecteur de composantes :

$$\beta_\nu = \sum_i P_i \, G_{i\nu} S_i, \tag{II.7}$$

et Λ est le vecteur dont les composantes sont les coefficients λ_ν cherchés.

En plus de la valeur des λ_ν le programme calcule un estimateur de la variance sur les λ_ν d'après la formule :

$$\sigma'_\nu = \sqrt{C_{\nu\nu} \frac{\chi^2}{m - n}} \tag{II.8}$$

dans laquelle :

m = nombre de canaux,

n = nombre de raies,

$\chi^2 = \min \sum_i P_i \left[S_i - \sum_\nu \lambda_\nu G_{i\nu} \right]^2$

$C_{\nu\nu}$ = le terme diagonal général de la matrice A^{-1}.

4/ *Exploitation des résultats*

Dans son acception générale, le programme sort les λ_ν estimateurs des intensités de raies, les σ'_ν estimateurs des variances de ces intensités, les aires définies par les premiers pics, ainsi que les variances associées. Ces quantités sont sorties, d'une part, ramenées aux comptages dans les canaux, d'autre part, normalisées par rapport au plus grand des λ_ν

$$\alpha' = \frac{\alpha}{\text{Sup}\,(\lambda_\nu)} \tag{II.9}$$

De plus, le programme visualise les résultats sous forme de courbes tracées, canal par canal, sur le même graphique :

- la courbe d'analyse (expérimentale),
- la courbe théorique obtenue par ajustement,
- les composantes monoénergétiques de cette dernière, le nombre de composantes étant limité volontairement à dix.

Par ailleurs certaines variantes peuvent être utilisées :

a) dans le but de préparer des expériences, le programme peut, compte tenu d'une résolution connue à l'avance, indiquer la forme générale des spectres qui seront obtenus : il suffit, pour cela, de donner non seulement les énergies des différentes raies composantes, mais aussi leurs intensités probables.

b) dans le but de comparer les spectres expérimentaux à ceux obtenus dans d'autres laboratoires, le programme peut aussi construire la courbe théorique d'après les énergies et intensités indiquées par les autres laboratoires et tracer sur le même graphique le spectre obtenu par notre expérience.

b) Construction de la courbe de réponse du détecteur à l'aide des rayons γ émis lors de la capture de neutrons thermiques

Le schéma général de l'ensemble du dispositif électronique est déjà donné dans la figure II.3. La source de neutrons est fournie par un monochromateur de neutrons [II.9], installé auprès de la pile EL 3 à Saclay. Le monochromateur, qui diffracte un faisceau pratiquement exempt de rayons γ provenant de canal de pile, est un cristal de plomb opérant par réflexion sur le plan (111). L'énergie de neutrons est de 0,058 eV qui correspond à un angle de diffraction $\theta = 12°$ choisi. Nous nous sommes servi des rayons γ émis lors de la capture de ces neutrons par des écrans d'aluminium,

TABLEAU II.1

Nickel

Kinsey et al.		Adijasevich et al.		Saclay	
E_γ MeV	I_γ	E_γ MeV	I_γ	E_γ MeV	I_γ^*
8,997	35	8,996	28	8,997	32,5 ± 0,4
8,532	14	8,510	12,3	8,532	15,8 ± 0,8
8,119	2,8	8,100	2,5	8,119	4,0 ± 0,4
7,817	6,5	7,820	6	7,817	8,5 ± 0,5
7,528	4	7,570	5,1	7,528	3,2 ± 0,3
7,050	0,5	7,020	0,6	7,050	0,9 ± 0,2
6,839	9	6,840	10,8	6,839	10 ± 0,6
6,580	2	6,640	2,8	6,580	0,5 ± 0,2
6,100	1	6,130	1,6	6,100	1,6 ± 0,3
5,820	3	5,840	2,6	5,820	2,8 ± 0,3

* L'intensité est normalisée de telle sorte que la raie la plus intense ait l'intensité égale à la valeur moyenne des deux intensités correspondantes obtenues par les deux autres équipes données dans ce tableau.

TABLEAU II.2

Cuivre

Bartholomew et al.		Groshev et al.		Saclay	
E_γ MeV	I_γ	E_γ MeV	I_γ	E_γ MeV	I_γ^*
7,914	20	7,910	22	7,910	21 ± 0,2
7,634	9	7,630	11	7,630	11,2 ± 0,2
7,296	5,5	7,290	8	7,290	9,3 ± 0,2
7,160	1	7,140	4	7,140	0,5 ± 0,5
7,010	2	7,000	3	7,000	3,6 ± 0,4
6,690	3	6,630	4	6,630	5,1 ± 0,2
6,410	1	6,390	0,7	6,390	1,0 ± 0,2
6,050	1	6,040	1,2	6,040	1,3 ± 0,2
5,750	0,2	5,770	0,2	5,770	0,3 ± 0,2
5,640	0,5	5,610	0,7	5,610	0,5 ± 0,2

* L'intensité est normalisée de telle sorte que la raie la plus intense ait l'intensité égale à la valeur moyenne des deux intensités correspondantes obtenues par les deux autres équipes données dans ce tableau.

de fer, d'yttrium et de soufre pour construire la courbe de réponse du détecteur, le cristal annulaire étant monté en coïncidence ; en effet ces spectres présentent les raies γ intenses bien isolées respectivement à 7,73 ; 7,64 ; 6,07 et 5,43 MeV que nous avons déjà montrées dans les figures II.6b-9b. A titre d'illustration, nous donnons également ces mêmes spectres obtenus sans recourir aux techniques de coïncidence dans les figures II.6a-9a. En ajoutant le rayon γ de 4,43 MeV d'une source de Po-Be (fig. II.4), la courbe de réponse est alors construite pour toute énergie de rayons γ entre 4 et 8 MeV par interpolation entre ces différentes raies de calibration. Ensuite nous appliquons

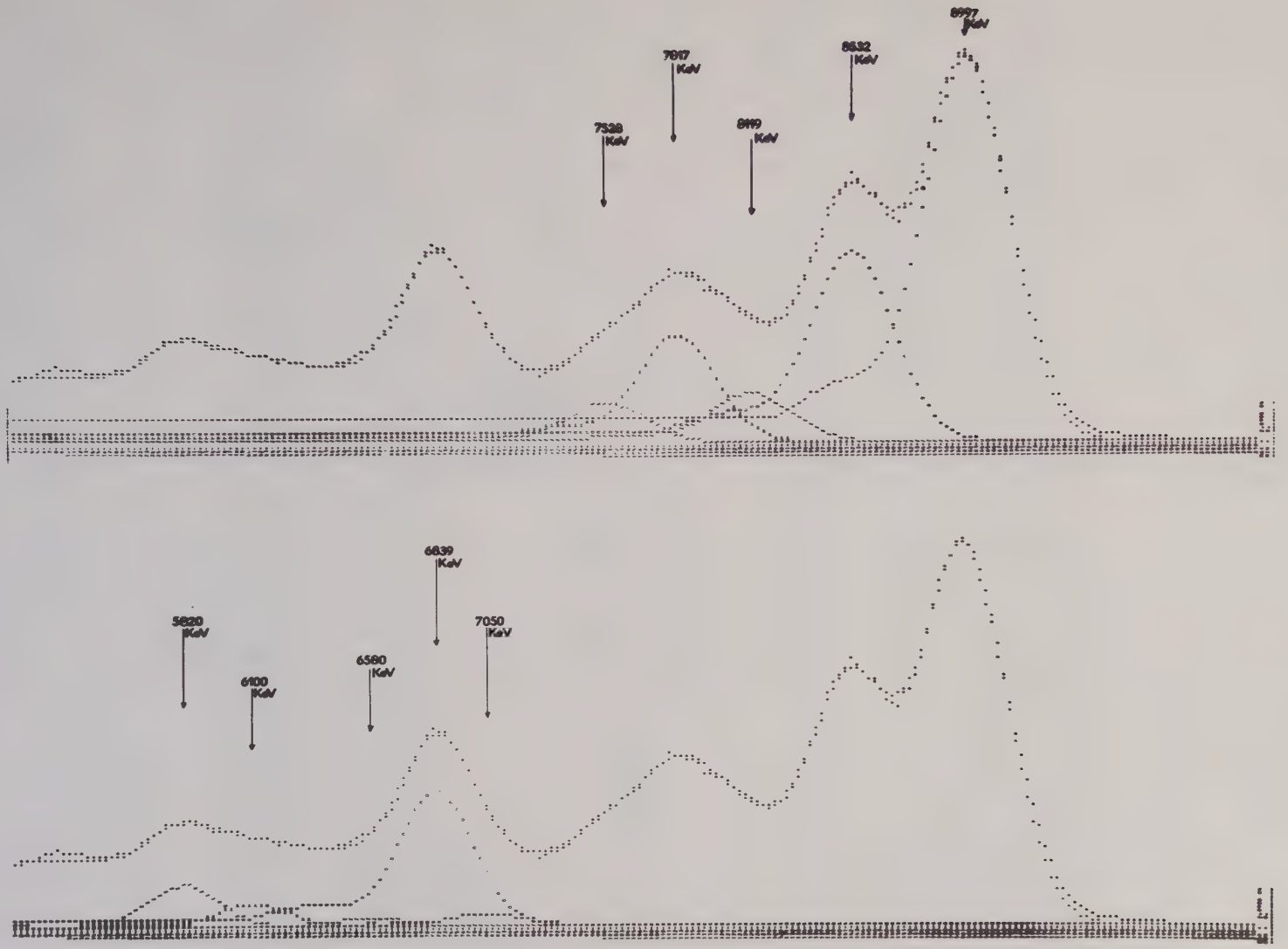


Fig. II.16 : La décomposition du spectre des rayons γ de nickel en ses diverses composantes.

cette fonction de réponse aux cas du nickel et du cuivre en prenant les raies connues données dans la compilation de Groshev et al. Le programme est traité au calculateur IBM 7 094 de Saclay. Les intensités obtenues, reportées dans les tableaux II.1 et II.2, respectivement pour Ni et Cu, sont en bon accord avec celles données par la compilation. Nous donnons également, dans la figure II.16, les résultats de l'analyse du spectre de nickel sous forme de courbes telles qu'elles sont tracées par le calculateur.

2 - LARGEURS RADIATIVES TOTALES

A - Méthode de détermination de Γ_γ

Une étude approfondie de la détermination des paramètres de résonance étant traitée ailleurs [II.10], nous rappelons ici simplement que toutes les méthodes d'analyse sont basées sur une comparaison directe, soit en un ou plusieurs points caractéristiques, soit sous forme intégrale, des courbes expérimentales de transmission avec les expressions théoriques tirées des formules de Breit et Wigner à un niveau en tenant compte des effets de Döppler et de résolution. Signalons que nos données expérimentales sont traitées sur ordinateur 7 094 de Saclay, au moyen de trois programmes d'analyse [II.11]. L'un d'eux permet, par une méthode des formes, de vérifier simultanément les paramètres de 50 résonances.

Pour un élément donné, avec différentes épaisseurs de l'échantillon, on obtient ainsi les valeurs de $g\Gamma_n$ et Γ, puis la valeur de Γ_γ se déduit de la relation

$$\Gamma_\gamma = \Gamma - \Gamma_n \qquad \text{(II.10)}$$

ou encore

$$\Gamma_\gamma \simeq \Gamma - 2g\Gamma_n \qquad \text{(II.11)}$$

où g est le facteur statistique qui a une des deux valeurs suivantes :

$$g = \frac{1}{2}\left[1 \pm \frac{1}{2I+1}\right] \text{ pour } I \neq 0 \qquad \text{(II.12)}$$

ou

$$g = 1 \qquad \text{pour } I = 0$$

avec I le spin du noyau cible.

Γ_n, Γ_γ et Γ sont respectivement la largeur de diffusion de neutron, la largeur radiative totale et la largeur totale de la résonance considérée.

Il est évident que la formule (II.11) n'est valable que lorsque $\Gamma_n \ll \Gamma$.

En ce qui concerne la valeur de g, elle est déterminée principalement par des expériences de capture radiative (voir chapitre III.3-B). Mais dans certains cas favorables, la section efficace totale σ_0 au droit de la résonance d'énergie E_0 considérée est suffisamment grande, de telle sorte que l'on puisse éliminer la plus faible des deux valeurs de g en utilisant la relation :

$$g > \frac{\sigma_0 E_0}{2{,}6 \times 10^6} \qquad \text{(II.13)}$$

puisque Γ doit être plus grand que Γ_n.

De l'équation (II.10) ou de (II.11), on voit que la valeur de Γ_γ ainsi obtenue est généralement approximative dès que la valeur de Γ_n est supérieure à celle de Γ_γ. Donc, à l'exception des cas pour lesquels Γ_n est très faible (alors la précision sur Γ_γ sera celle obtenue pour la largeur totale Γ), une expérience supplémentaire de capture radiative, par exemple en utilisant un scintillateur liquide 4π, est nécessaire pour déterminer Γ_γ. Ce sujet a déjà été traité précédemment [II.12] nous n'en reparlerons pas ici, mais il faut souligner que cette dernière méthode est particulièrement précieuse dans certains cas que nous avons rencontrés (notamment le cas de Nd).

B - Conditions expérimentales

Nos expériences de transmission [II.13] se font sur une base de temps de vol de longueur maximale 103 m. Le poste de détection peut être placé en des points situés à 28 m, 53 m, 103 m de la source de neutrons (voir figure II.17). Les neutrons se propagent dans un tuyau à vide obturé par des plaques en aluminium pur. Le détecteur est constitué par une boîte de bore-10 de $29 \times 15 \times 3$ cm^3 située perpendiculairement au faisceau et entourée de six cristaux scintillants de NaI(Tl) de 12,5 cm de diamètre et de 5 cm d'épaisseur montés sur des photomultiplicateurs 54 AVP. On détecte le rayon γ(478 keV) de désexcitation de lithium-7 produit dans la réaction $^{10}B(n, \alpha)^7Li$. L'efficacité de détection de ce rayon γ est estimée à 20 % ; quant à l'efficacité de détection de la boîte de ^{10}B par rapport à l'absorption des neutrons, elle est de 95 % à 1 keV. Pour pouvoir obtenir le maximum d'intensité transmise, compte tenu des dimensions de la source, du détecteur et de l'écran, l'échantillon à étudier est placé dans le poste situé à 28 m lorsque le détecteur est placé à 103 m (cas de Fe, Cu, Nb,...) et est placé dans le poste situé à 14 m lorsque le détecteur est placé à 53 m (cas de Fe, Cu, Zn, Se, Br, Nd, Pt, Hg,...). Un dispositif pneumatique permet d'obtenir alternativement les comptages avec l'échantillon dans le faisceau et hors du faisceau.

Pour mesurer le bruit de fond, on interpose dans le faisceau, pendant la durée de l'expérience, des corps qui présentent des résonances "noires" (c'est-à-dire totalement absorbantes) de part et d'autre de la région à étudier. Comme écrans du bruit de fond nous avons notamment utilisé le lanthane, le cobalt, le zinc, le cuivre, le bismuth, etc. Nous avons travaillé avec un taux de répétition de 500 cycles par seconde et, pour éviter le recouvrement des neutrons des cycles successifs, nous avons interposé un écran de B_4C de 0,4 g/cm^2.

Les impulsions produites par les photomultiplicateurs sont amplifiées, sélectionnées dans un sélecteur d'amplitude à un canal pour ne garder que le pic photoélectrique des rayons γ de 478 keV, et envoyées dans un convertisseur de temps pour être analysées en temps de vol.

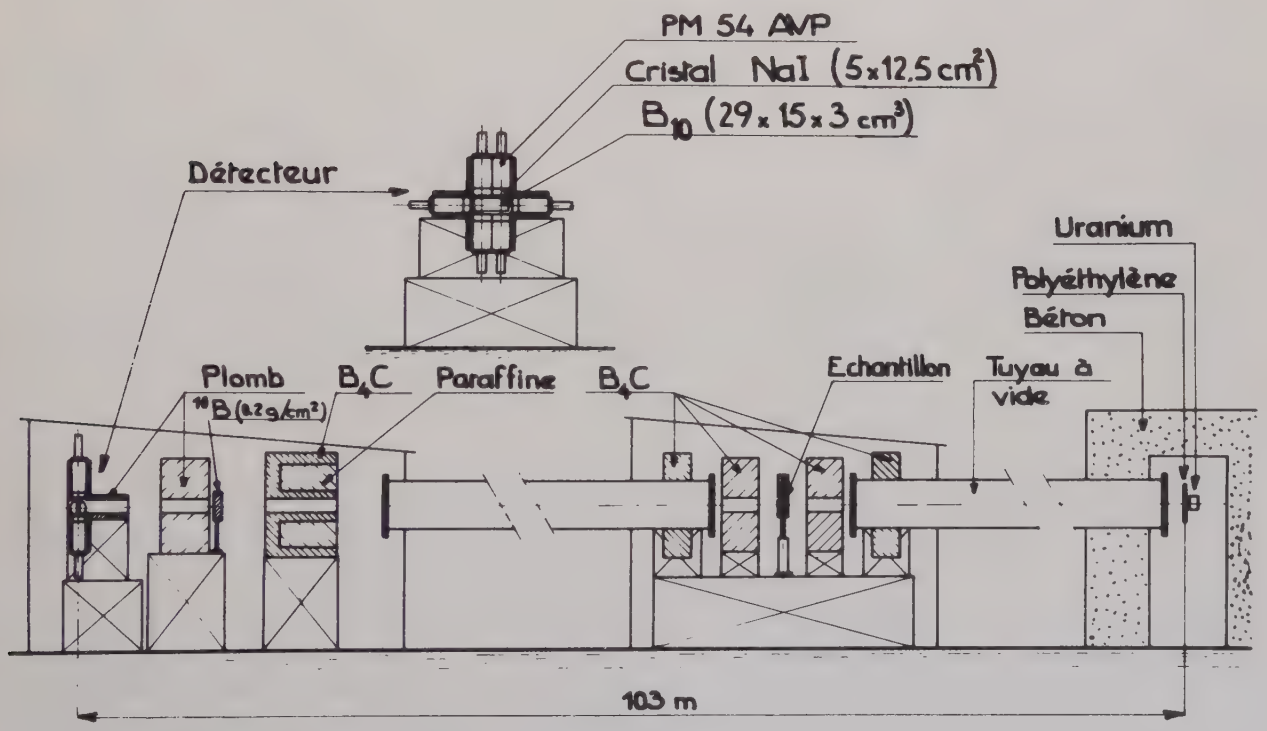


Fig. II.17 : L'ensemble du dispositif expérimental pour les expériences de transmission.

Ce convertisseur [II.7] à 65 536 canaux dit "accordéon" permet d'utiliser différentes largeurs de canal depuis 0,05 µs jusqu'à 3,2 µs dans la même expérience, le nombre maximal de changements de largeurs étant égal à 16. Ce convertisseur est associé à un bloc mémoire à ferrites de 4 096 canaux.

Compte tenu de la largeur de l'impulsion de neutrons (60 ns), de la largeur des canaux du convertisseur, de la précision en temps de la détection, et de l'effet de ralentissement des neutrons dans le modérateur (polyéthylène), nous avons travaillé avec une résolution minimale de 0,8 ns/m soit 0,700 eV à 1 keV pour les expériences effectuées avec le détecteur placé à 103 m, ou encore avec une résolution minimale de 1,6 ns/m, soit 0,515 eV à 500 eV, lorsque le détecteur est placé à 53 m. Le domaine d'énergie de neutrons étudié était inférieur à 1 keV dans notre étude des largeurs radiatives totales.

CHAPITRE III

LARGEURS RADIATIVES PARTIELLES

1 - INTRODUCTION

Le problème théorique des fluctuations des largeurs partielles des niveaux a été étudié par Porter et Thomas [III.1]. Initialement, l'étude était consacrée à une discussion de la distribution de largeurs de neutron des résonances d'ondes S. Afin de mieux comprendre la nature statistique de telles fluctuations et de pouvoir généraliser ensuite à la distribution des largeurs radiatives partielles, nous rappelons ici quelques idées essentielles de la théorie de Porter et Thomas :

La distribution extrêmement large des largeurs de neutron résulte, d'une manière naturelle, de la complexité des états hautement excités formés lors de la capture des neutrons. Les fonctions d'onde décrivant les états voisins de même spin et de même parité sont supposées complexes, indépendantes et au hasard. Pour cela on suppose que l'espace de configuration peut être divisé en cellules de dimensions assez petites afin d'obtenir un grand nombre de cellules à l'intérieur du volume de l'espace de configuration correspondant au noyau composé, mais suffisamment grandes pour qu'il y ait plusieurs alternances du signe de la partie à intégrer à l'intérieur du volume de chaque cellule. Dans ce cas, une cellule a autant de chances de donner une contribution positive ou une contribution négative à l'élément de matrice considéré dans le calcul de largeur de neutron, en négligeant la contribution d'une cellule à l'autre. Si ceci est vrai, c'est la seule condition requise pour tout ce qui suit ; alors, d'après le théorème de "la limite centrale", les éléments de matrice pour émission de neutron, avec une seule voie de sortie, doivent être distribués à peu près normalement (c'est-à-dire selon une distribution gaussienne) avec une valeur moyenne égale à zéro. Les carrés des éléments de matrice proportionnels aux largeurs réduites de neutron Γ_n° ($\Gamma_n^\circ = \Gamma_n / \sqrt{E_\circ}$, où Γ_n est la largeur de neutron et $E_\circ$ l'énergie de la résonance de neutron) obéissent à une distribution en χ^2 avec un nombre de degrés de liberté $\nu = 1$ pour la variable $x = \Gamma_n^\circ / \langle \Gamma_n^\circ \rangle$, où $\langle \Gamma_n^\circ \rangle$ est la valeur moyenne des valeurs Γ_n° d'un nombre élevé de résonances de même spin. Cette distribution, souvent appelée distribution de Porter-Thomas, a la forme suivante :

$$P(x)dx = (2\pi x)^{1/2} \exp\left(-\frac{x}{2}\right) dx \qquad \text{(III.1)}$$

Une conséquence de cette nature statistique supposée de la fonction d'onde de l'état initial est que la largeur d'un processus résultant de la contribution de ν voies indépendantes et de même probabilité obéira à une distribution en χ^2 avec ν degrés de liberté, c'est-à-dire

$$P_\nu(x)dx = \left[\Gamma\left(\frac{\nu}{2}\right)\right]^{-1} \left(\frac{\nu x}{2}\right)^{\nu/2-1} \exp\left(-\frac{\nu x}{2}\right) d\left(\frac{\nu x}{2}\right) \qquad \text{(III.2)}$$

où $\Gamma\left(\frac{\nu}{2}\right)$ est la fonction gamma. Il est évident que la valeur moyenne de x : $\langle x \rangle = 1$ et que la variance de x, c est-à-dire Var $x = \langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2$ est égale à $2/\nu$. Le paramètre ν est caractéristique de la largeur de la distribution et, plus le nombre de degrés de liberté est grand, plus la distribution est étroite. Les distributions en χ^2 pour $\nu = 1, 2, 4, 16, 90$ et ∞ sont tracées dans la figure III.1(a) : lorsque $\nu \geqslant 2$, les maximums (valeurs les plus probables) apparaissent à $x = 1 - \frac{2}{\nu}$; lorsque $\nu < 2$, la fonction (III.2) devient infinie à l'origine ; et lorsque $\nu = \infty$, elle se réduit à une fonction δ d'abscisse $x = 1$.

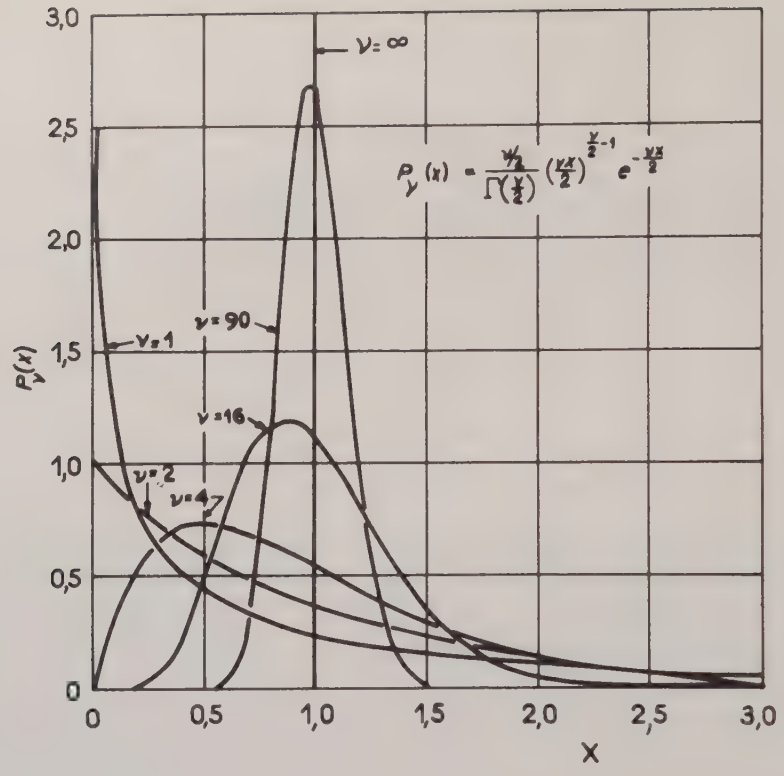


Fig. III.1(a) : Distribution en χ^2 pour ν = 1, 2, 4, 16, 90 et ∞.

Ainsi, il est usuel de représenter les valeurs expérimentales de largeurs partielles (désignons-les ici par Γ sans indice) à l'aide de la distribution en χ^2 et d'interpréter la valeur déduite de ν comme une mesure du nombre de voies de sortie ouvertes du processus étudié. Puisqu'une transition radiative vers un état final particulier apparaît comme une réaction procédant au moyen d'une seule voie de sortie, on s'attend à ce que les largeurs radiatives partielles soit également caractérisées par une distribution en χ^2 avec ν = 1 (équation III.1).

Une méthode statistiquement efficace pour déterminer la meilleure valeur du paramètre ν est la méthode du maximum de vraisemblance [III.2]. Selon cette méthode, la valeur la plus probable de ν est celle rendant maximal le logarithme de la fonction de vraisemblance, qui est le produit des $P_\nu(x_i)$ pour une série de m mesures de x_i. De cette manière, la valeur la plus probable de ν satisfait à l'équation transcendante suivante :

$$\frac{1}{m} \sum_{i=1}^{m} \text{Log}\left(\frac{\Gamma_i}{\langle\Gamma\rangle}\right) - F\left(\frac{\nu}{2}\right) = 0 \qquad \text{(III.3)}$$

où

$$F\left(\frac{\nu}{2}\right) = \psi\left(\frac{\nu}{2}\right) - \text{Log}\left(\frac{\nu}{2}\right) \qquad \text{(III.3a)}$$

$\psi\left(\frac{\nu}{2}\right)$ étant la dérivée du logarithme de la fonction gamma. La figure III.1b représente la courbe donnant $F\left(\frac{\nu}{2}\right)$ en fonction de ν.

L'expression asymptotique donnant la variance de ν est

$$\text{Var}\left(\frac{\nu}{2}\right) = m^{-1}\left[\psi'\left(\frac{\nu}{2}\right) - \left(\frac{2}{\nu}\right)\right]^{-1} \qquad \text{(III.3b)}$$

où $\psi'\left(\frac{\nu}{2}\right)$ est la dérivée de $\psi\left(\frac{\nu}{2}\right)$.

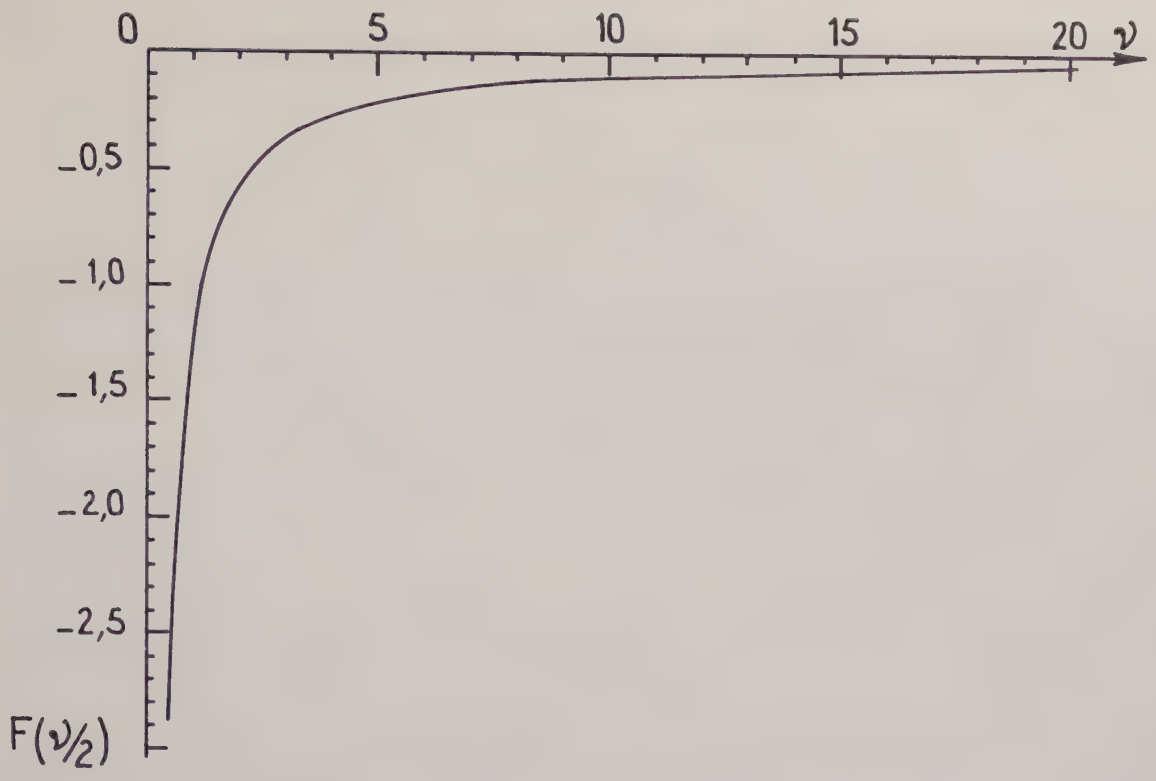


Fig. III.1(b) : Courbe donnant la fonction du maximum de vraisemblance en fonction de ν.

Plusieurs remarques importantes sont cependant à signaler en ce qui concerne une analyse par la méthode du maximum de vraisemblance :

a) Les grandeurs d'échantillonnage disponibles pour les différents noyaux ne sont pas grandes et une correction doit être faite, car la valeur moyenne expérimentale $\overline{\Gamma}$ est différente de la valeur vraie $<\Gamma>$.

En faisant l'approximation $\overline{\Gamma} = <\Gamma>$ avec :

$$\overline{\Gamma} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^{m} \Gamma_i \qquad \text{(III.4)}$$

$\overline{\Gamma}$ a une distribution en χ^2 avec $m\nu$ degrés de liberté :

$$P\left(\overline{\Gamma}, \frac{\nu}{2}\right) d\overline{\Gamma} = \frac{1}{\Gamma\left(m\frac{\nu}{2}\right)} \left(\frac{m\frac{\nu}{2}\,\overline{\Gamma}}{<\Gamma>}\right)^{\frac{m\nu}{2}-1} \exp\left(-\frac{m\frac{\nu}{2}\,\overline{\Gamma}}{<\Gamma>}\right) d\left(\frac{m\frac{\nu}{2}\,\overline{\Gamma}}{<\Gamma>}\right) \qquad \text{(III.5)}$$

A partir de cette distribution, on trouve

$$<\overline{\Gamma}> = <\Gamma> \qquad \text{(III.5a)}$$

$$\text{Var}\ \overline{\Gamma} = <\Gamma>^2 / m\frac{\nu}{2} \qquad \text{(III.5b)}$$

$$<\text{Log}\left(\frac{\overline{\Gamma}}{<\Gamma>}\right)> = F\left(m\frac{\nu}{2}\right) \qquad \text{(III.5c)}$$

et la valeur la plus probable de $\overline{\Gamma}$ est $\left[1 - \left(m\frac{\nu}{2}\right)^{-1}\right] \times <\Gamma>$

D'autre part, une meilleure estimation pour ν peut être donnée par la solution de l'équation suivante :

$$\Phi = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^{m} \text{Log}\left(\frac{\Gamma_i}{\overline{\Gamma}}\right) + F\left(m\,\frac{\nu}{2}\right) - F\left(\frac{\nu}{2}\right) = 0 \qquad \text{(III.6)}$$

Cette dernière équation est encore l'équation du maximum de vraisemblance (III.3) où l'on a introduit l'expression (III.5a).

b) Les incertitudes expérimentales des largeurs partielles obtenues doivent être considérées. Si les valeurs possibles des erreurs de Γ_i dans la première somme de l'équation (III.6) sont supposées petites, indépendantes et normalement distribuées avec les moyennes nulles et avec les écarts quadratiques moyens σ_i, la contribution supplémentaire à la variance (III.5b) de $\overline{\Gamma}$ est :

$$\text{Var}\,\overline{\Gamma} = m^{-2} \sum_{i=1}^{m} \sigma_i^2 \qquad \text{(III.7)}$$

c) Les niveaux avec de petites largeurs peuvent échapper à la détection du fait des limitations instrumentales, même s'il y avait seulement un petit nombre de ces niveaux, des erreurs plutôt grandes peuvent être introduites dans la détermination de ν, spécialement lorsque ν est petit.

Au lieu de faire une correction pas trop sûre de la distribution pour tenir compte d'effet de ces niveaux de faible largeur, Garrison [III.3] propose que l'on ne considère que les cas où $x > \alpha$, α étant le seuil expérimental des x, de sorte qu'essentiellement aucun niveau ne puisse avoir une valeur de x trop petite et imprécise qui induirait des erreurs pour la distribution.

Dans ce cas, la distribution en χ^2 renormalisée devient :

$$P_\nu(x, \alpha) = \frac{G_\nu(\alpha)\left(\frac{\nu x}{2}\right)^{\frac{\nu}{2}-1}}{\Gamma\left(\frac{\nu}{2}\right)}\left(\frac{\nu}{2}\right) e^{-\left(\frac{\nu}{2}x\right)} \qquad \text{(III.2')}$$

où la constante de renormalisation $G_\nu(\alpha)$ est une fonction de ν pour les valeurs de α fixées ; elle est déterminée par la condition :

$$\int_a^\infty P_\nu(x, \alpha)\, dx = 1$$

La méthode du maximum de vraisemblance détermine la valeur de ν pour cette nouvelle famille de distributions en χ^2 tronquées, en rendant maximal le logarithme de la fonction de vraisemblance, qui est le produit des $P_\nu(x, \alpha)$ pour une série de m mesures de x_i. C'est-à-dire la valeur la plus probable de ν satisfait à l'équation suivante :

$$\sum_{i=1}^{m} \left\{ \frac{1}{G_\nu} \frac{\partial G_\nu}{\partial\left(\frac{\nu}{2}\right)} - \psi\left(\frac{\nu}{2}\right) + \left(\text{Log}\,\frac{\nu}{2}\right) + 1 + (\text{Log}\,x_i) - x_i \right\} = 0 \qquad \text{(III.3')}$$

soit :

$$\frac{1}{G_\nu} \frac{\partial G_\nu}{\partial\left(\frac{\nu}{2}\right)} - \psi\left(\frac{\nu}{2}\right) + \text{Log}\,\frac{\nu}{2} = -\frac{1}{m} \sum_{i=1}^{m} \text{Log}\,x_i \qquad \text{(III.3'a)}$$

où $\psi\left(\frac{\nu}{2}\right)$ est la dérivée du logarithme de la fonction gamma.

Et la variance de ν est obtenue par l'équation :

$$\text{Var}\left(\frac{\nu}{2}\right) = m^{-1}\left[\psi'\left(\frac{\nu}{2}\right) - \left(\frac{2}{\nu}\right) - \frac{\partial^2}{\partial\left(\frac{\nu}{2}\right)^2}(\text{Log}\,G_\nu)\right]^{-1} \qquad \text{(III.3'b)}$$

où $\psi'\left(\frac{\nu}{2}\right)$ est la dérivée de $\psi\left(\frac{\nu}{2}\right)$.

2 - RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

A - Généralités

Les considérations théoriques de Porter et Thomas (chapitre III.1) nous conduisent à une distribution en χ^2 avec un degré de liberté $\nu = 1$ (équation III.1) pour les largeurs radiatives partielles. La première expérience destinée à comparer les largeurs radiatives partielles pour les transitions à partir des états initiaux formés par la capture de neutrons dans les différentes résonances ayant le même spin était effectuée par Kennett et al. [III.4]. Ils trouvaient que les spectres de haute énergie pour les deux premières résonances de ^{55}Mn étaient très différents, les largeurs relatives pour les transitions initiales au second état excité de ^{56}Mn étaient dans un rapport cinq. Ceci suggère que les largeurs partielles ont une distribution large. En accord qualitatif avec cette interprétation, Bird [III.5] obtenait de grandes fluctuations dans les spectres de haute énergie provenant de la capture de neutrons dans les trois résonances de ^{199}Hg avec J = 1. D'autre part, de larges fluctuations, d'un ordre de grandeur ou plus, ont été observées pour les intensités de rayons γ individuels de haute énergie dans les noyaux formés ^{184}W [III.5,6,7], ^{196}Pt [III.5,6,7,8,9,10] et ^{200}Hg [III.5,10,11].

Comme nous l'avons déjà souligné dans le chapitre II.1-A, les techniques actuelles de détection utilisant les cristaux NaI(Tl) nous permettent d'étudier seulement les intensités des rayons γ primaires qui correspondent aux transitions conduisant à l'état fondamental et à un ou deux des premiers états excités. Même pour ces derniers types de transitions, plusieurs conditions doivent être remplies pour que l'étude de la distribution des largeurs radiatives partielles puisse être considérée. Outre que les états finals, accessibles aux transitions E1 à partir de l'état de capture, doivent être bien séparés en énergie pour qu'une décomposition des spectres complexes obtenus soit possible, il faut que l'échantillon à étudier présente de nombreuses résonances et que ces résonances soient bien séparées pour pouvoir isoler sans ambiguité l'état de capture ; de plus, les spins et les parités des états finals et des états de capture doivent être connus ; enfin, le problème d'approvisionnement de l'échantillon à étudier doit être considéré, car la dimension de cet échantillon doit être grande à cause des faibles taux de comptage des transitions γ en question.

Dans la présente étude sur la distribution des largeurs radiatives partielles, nous tâchons d'obtenir les spectres de rayons γ de la façon la plus sûre possible, en utilisant les méthodes quantitatives d'analyses spectrale et statistique que nous avons décrites dans le chapitre II.1, et en limitant nos mesures aux spectres assez simples à interpréter et ne présentant pas d'ambiguïté. Ainsi, nous sommes nous limités aux transitions dipolaires électriques E1 de haute énergie des états 1^- formés par la capture de neutrons dans les résonances de basse énergie des noyaux cibles de nombres pairs de protons et impairs de neutrons avec le spin I = 1/2 et la parité négative. La nécessité d'avoir un noyau cible pair-impair est d'obtenir un noyau composé pour lequel les états de faible excitation sont assez bien connus et la nécessité d'avoir le spin 1/2 et la parité négative pour le noyau cible permet la détermination du spin de l'état composé initial (état de capture) à partir des spectres de rayons γ observés, bien qu'une certaine incertitude existe toujours [III.12]. C'est pour ces raisons que les noyaux cibles ^{183}W, ^{195}Pt et ^{199}Hg ont été choisis. Il existe évidemment encore d'autres noyaux de ce type tels que ^{77}Se, ^{171}Yb, ^{187}Os et ^{207}Pb, etc ; mais ils ont généralement, ou des schémas de désexcitation moins simples, ou, plutôt, trop peu de résonances de neutron pouvant être isolées avec la résolution disponible.

La mesure de la probabilité partielle de transition γ sera réalisée en faisant successivement deux séries d'expériences de capture radiative : dans l'une, on détectera les rayons γ de haute énergie correspondant aux transitions directes de l'état de capture (état initial) à l'état fondamental ou à l'un des premiers états excités que l'on se propose d'étudier ; dans l'autre, on détectera les rayons γ de 2 à 3 MeV environ correspondant à l'énergie moyenne de toutes les transitions entre les états excités. Nous appelons ce dernier type de rayons γ la "bande basse", qui est choisie comme bande d'énergie de référence.

En effet, pour la plupart des noyaux, le nombre des rayons γ émis après capture de neutrons est si élevé que la plus grande partie du spectre est trop complexe pour pouvoir être résolue par les appareils dont on dispose actuellement. La forme du spectre est déterminée principalement par deux facteurs qui sont la dépendance de la probabilité des transitions γ par rapport à l'énergie (E_γ^{2l+1} où l est le moment angulaire du rayon γ émis) et l'augmentation de la densité de niveaux avec l'excitation nucléaire croissante. Le premier facteur donne lieu à l'apparition des composantes γ intenses de haute énergie, tandis que le second facteur favorise l'apparition d'un grand nombre de transitions

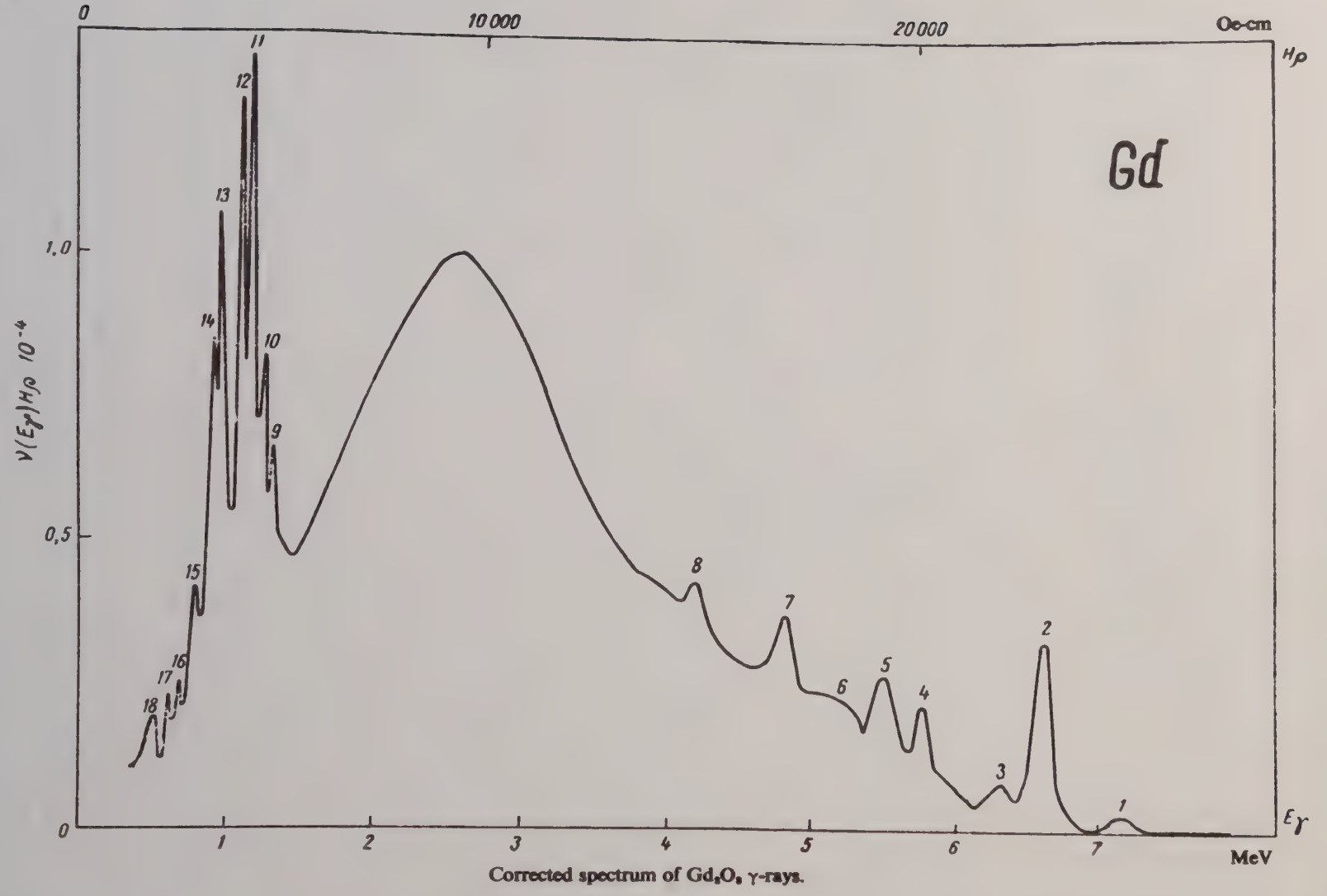


Fig. III.2 : Spectre des rayons γ émis après capture des neutrons thermiques dans le gadolinium donné par la référence [II.8]

de faible énergie. La combinaison de ces deux facteurs se traduit par une courbe en cloche relative à la région du spectre non résolue. La figure III.2 illustre un spectre typique dans le cas du gadolinium après capture de neutrons thermiques [II.8].

Ainsi, en prenant une bande d'énergie de rayons γ entre 2 et 3 MeV, qui se trouve près du sommet de la courbe en cloche, on est pratiquement assuré qu'on détecterait un rayon γ par capture, puisqu'elle correspond à l'énergie moyenne de toutes les transitions entre les états excités.

Le taux de comptage N_0, sommé sur l'étendue d'un pic de résonance de neutron d'énergie E_0 pour la "bande basse", s'écrit :

$$N_0 = \int_{E_0-\Delta E}^{E_0+\Delta E} \Phi\, S\, \Delta t\, \varepsilon\, [1 - T(E)]\, \frac{\sigma_{0\gamma}}{\sigma_0}\, dE \qquad (III.8)$$

où :

Φ = flux de neutrons incidents sur la cible $(\Delta t)^{-1}$ cm^{-2}.

S = surface de la cible

Δt = largeur de canal du sélecteur en temps

ε = efficacité de comptage

E = énergie du neutron incident

ΔE = étendue du pic de part et d'autre de la résonance

T(E) = transmission de neutron à l'énergie E

$\sigma_{0\gamma}$ et σ_0 = section efficace de capture radiative et section efficace totale à l'énergie E_0.

Il faut remarquer que :

$$\varepsilon = \eta\, \tau\, \varepsilon_0 \Omega \qquad (III.9)$$

où :

η = nombre moyen de rayons γ émis par capture, appelé multiplicité

τ = transmission moyenne de l'échantillon pour les rayons γ

ε_0 = efficacité de détection du photon moyen de la cascade (dont l'énergie est $\bar{E}_\gamma = \frac{E_B}{\eta}$ où E_B est l'énergie de liaison)

Ω = angle solide effectif entre échantillon et détecteur.

L'équation (III.8) peut encore s'écrire :

$$N_0 = K_0 \int [1 - T(E)]\, \frac{\eta\, \Gamma_\gamma}{\Gamma}\, dE \qquad (III.8')$$

avec :

$$K_0 = \Phi\, S\, \Delta t\, \tau\, \varepsilon_0 \Omega$$

De même, les courbes expérimentales obtenues pour des rayons γ de haute énergie E_{γ_i}, correspondant aux transitions à l'état fondamental ou à un des premiers états excités donnent :

$$N_i = K_i \int [1 - T(E)]\, \frac{\Gamma_{\gamma_i}}{\Gamma}\, dE \qquad (III.10)$$

d'où :

$$\frac{N_i}{N_0} = \frac{K_i}{K_0}\, \frac{\Gamma_{\gamma_i}}{\eta \Gamma_\gamma} \simeq \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_0} \left(\frac{\Gamma_{\gamma_i}}{\eta \Gamma_\gamma} \right) \qquad (III.11)$$

Ainsi, sous réserves que l'efficacité de détection, la multiplicité η, et la valeur Γ_γ, restent constantes de résonance à résonance, le rapport N_i/N_0 représente une quantité proportionnelle à la largeur radiative partielle Γ_{γ_i}; nous désignons désormais ce rapport par A_i, qui est la quantité expérimentale que nous mesurerons comme probabilité de transition radiative directe d'un état initial à un état final considéré.

De ces considérations, on voit bien que, dans de telles expériences, certaines corrections, si elles ne sont pas apportées ou rendues négligeables par des modifications de l'appareillage instrumental, pourront entraîner des résultats erronés.

Nous allons, maintenant, examiner ces différents effets :

a) l'effet de détection simultanée de rayons γ d'une même cascade produite par la capture d'un seul neutron ("coïncidence-somme"), ou celui de la détection simultanée de rayons γ de différentes cascades ("coïncidence fortuite"), dont la somme des énergies serait égale ou voisine de celle du rayon γ étudié, doit être évalué.

Généralement on n'a pas assez d'information pour calculer la grandeur de cet effet, il doit être mesuré expérimentalement. Pour cela, on mesure le spectre de la coïncidence-somme à l'aide de deux scintillateurs montés de part et d'autre de la cible (voir fig. III.3). Si ces scintillateurs ont les mêmes dimensions, la même géométrie par rapport à la cible et les mêmes formes de raies, le spectre de la coïncidence-somme ainsi obtenue aura la même forme et contiendra exactement deux fois l'intensité d'impulsions sommées que le spectre de la coïncidence-somme présente dans un seul scintillateur. De même, si le temps de résolution du circuit de coïncidence était ajustée à une valeur appropriée, l'intensité de la coïncidence fortuite dans le spectre de la coïncidence-somme est également environ deux fois celle dans le spectre avec un seul scintillateur.

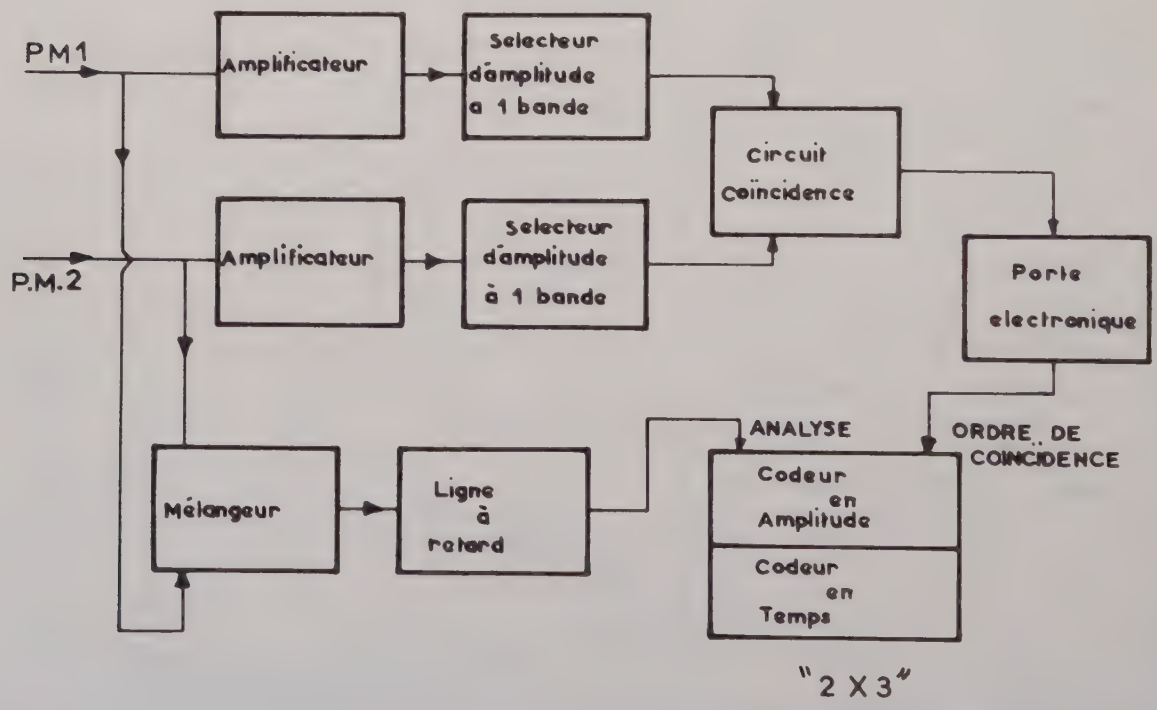


Fig. III.3 : Schéma général du circuit "coïncidence-somme".

Une autre manière, moins satisfaisante que la précédente, de déterminer la grandeur de l'effet des impulsions sommées, peut-être réalisée de la façon suivante : du fait que le taux de comptage pour les impulsions sommées dans un scintillateur est proportionnel au carré de l'angle solide effectif du scintillateur par rapport à la cible, Ω^2, et que le taux de comptage pour les impulsions uniques varie comme Ω, on peut corriger l'effet des impulsions sommées en utilisant l'information contenue dans les spectres obtenus dans deux cycles d'expériences avec des angles solides différents. Dans nos expériences, l'effet des impulsions sommées est négligeable, l'angle solide de détection étant faible.

b) l'effet d'absorption des rayons γ dans le cas d'un écran épais doit être pris en considération, il est donc préférable d'utiliser un écran mince pour l'étude des probabilités partielles de transitions.

c) la multiplicité η intervient pour la "bande basse" de référence choisie, sa valeur pouvant fluctuer de résonance à résonance si, en particulier, un faible nombre de largeurs radiatives partielles constitue un pourcentage notable de la valeur de la largeur radiative totale. En général, des variations de la multiplicité de résonance à résonance sont trouvées expérimentalement inférieures à 25 % [III.13].

d) la constance de Γ_γ de résonance à résonance fut généralement admise et utilisée dans la détermination des paramètres de résonance. La faculté de déduire la valeur correcte de J de l'étude des spectres de rayon γ (voir plus loin, chapitre III.3 B) a permis la détermination plus précise des paramètres. Il est apparu que Γ_γ, dans certains noyaux, fluctuait d'une façon appréciable (voir chapitre IV. 2B).

Pour une comparaison exacte des largeurs radiatives partielles entre elles, la valeur de Γ_γ, de résonance à résonance, doit donc être connue, c'est-à-dire que la constance de Γ_γ doit être respectée, sinon une correction est à apporter.

B - Cas des transitions pouvant être isolées expérimentalement

Nous avons choisi le noyau cible ^{195}Pt pour faire notre étude. En effet, la structure de niveaux de ^{196}Pt [III.14] (voir fig. III.4 est favorable, les états près de l'état fondamental sont bien séparés (356 keV et 689 keV respectivement pour le premier et le deuxième état excité) et leurs spin et parité sont connus. De plus, les spins de nombreux états de capture sont connus et les résonances de neutrons sont assez bien isolées. Enfin, un grand échantillonnage de résonances peut être obtenu.

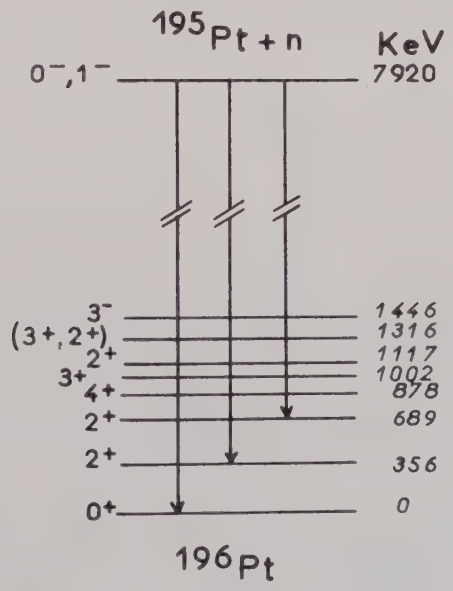


Fig. III.4 : Schéma de niveaux de ^{196}Pt.

Les spectres de rayons γ de haute énergie provenant de 19 résonances de neutrons d'énergies entre 10 et 310 eV ont été étudiés ; 13 de ces résonances sont attribuées à J = 1 [III.15]. A l'aide du programme de décomposition des spectres (chap. II.1.C), les intensités relatives des trois transitions conduisant à l'état fondamental et aux deux premiers états excités ont été déterminées. La "bande basse" correspondait à une bande d'énergie de 2 à 3 MeV. Les résultats obtenus sont donnés dans le tableau III.1, où A_0, A_1 et A_2 représentent à une constante près les probabilités partielles correspondant respectivement aux transitions à l'état fondamental ($1^- \longrightarrow 0^+$), au premier état excité ($1^- \longrightarrow 2^+$) et au deuxième état excité ($1^- \longrightarrow 2'^+$). Les figures III.5, 6 et 7 donnent les distributions des probabilités partielles de ces trois transitions : on porte le nombre de résonances

TABLEAU III.1

$^{195}Pt + n$ J = 1

E_0 (eV)	A_0 ($1^- \longrightarrow 0^+$)			A_1 ($1^- \longrightarrow 2^+$)			A_2 ($1^- \longrightarrow 2^+$)			Γ^0_n (meV)
	Saclay	Argonne	Brookhaven	Saclay	Argonne	Brookhaven	Saclay	Argonne	Brookhaven	
11,8	1 000 ± 50	1 000 ± 15	1 000 ± 42	105 ± 20	86 ± 15	151 ± 95	104 ± 20	25 ± 17	< 85	2,9
19,4	270 ± 20	184 ± 5	201 ± 42	302 ± 25	91 ± 7	99 ± 64	101 ± 10	96 ± 7	218 ± 63	1,6
67,5	611 ± 60	860 ± 25	645 ± 49	346 ± 35	749 ± 32	754 ± 78	91 ± 20	44 ± 32	92 ± 78	5,8
112	262 ± 50	233 ± 12	218 ± 35	317 ± 60	285 ± 20	299 ± 60	265 ± 50	155 ± 20	218 ± 63	1,6
120	640 ± 40	604 ± 17	522 ± 49	12 ± 10	49 ± 17	105 ± 78	334 ± 30	192 ± 20	63 ± 63	11,4
140	140 ± 30	118 ± 10	99 ± 32	43 ± 20	96 ± 17	32 ± 49	939 ± 60	1071 ± 32	1000 ± 74	5,1
150	77 ± 40	111 ± 12	104 ± 42	65 ± 30	27 ± 15	99 ± 78	64 ± 30	32 ± 17	186 ± 95	13
188	330 ± 60	305 ± 12	359 ± 56	25 ± 15	44 ± 27	151 ± 95	561 ± 60	403 ± 34	345 ± 95	1,7
222	241 ± 40		489 ± 112	1294 ± 100		1 285 ± 231	588 ± 60		616 ± 253	2,4
253	72 ± 30		14 ± 42	5 ± 5		63 ± 56	196 ± 40		197 ± 67	3,3
278,5	87 ± 40			5 ± 5			301 ± 60			0,6
284	623 ± 70		563 ± 101	219 ± 35		77 ± 199	260 ± 40		77 ± 146	3,8
302	23 ± 20		11 ± 30	621 ± 62		658 ± 66	322 ± 48		39 ± 74	4,6

telles que $\Gamma_{\gamma_i}/\langle\Gamma_{\gamma_i}\rangle \geqslant x$ en fonction de x (x étant le rapport $\Gamma_{\gamma_i}/\langle\Gamma_{\gamma_i}\rangle$). Les courbes correspondant aux différentes valeurs de ν sont également tracées dans chaque figure. D'après le calcul par la méthode du maximum de vraisemblance, les valeurs de ν trouvées sont respectivement $\nu = 2,5 \pm 0,9$, $= 0,8 \pm 0,4$ et $\nu = 3,8 \pm 1,4$. Si donc la transition vers le premier état excité est compatible avec une distribution à un degré de liberté, les deux autres transitions, bien que correspondant également à une seule voie de réaction, suivent une loi ayant un nombre de degrés de liberté supérieur à 1.

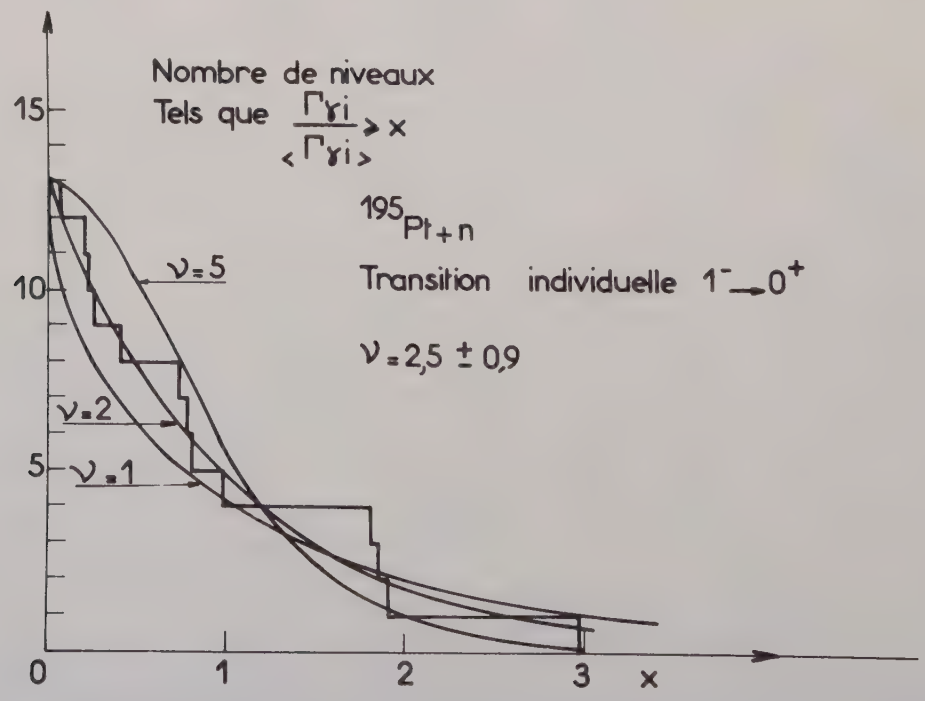


Fig. III.5 : Nombre de niveaux de largeur radiative partielle telle que $\Gamma_{\gamma_i} / \langle \Gamma_{\gamma_i} \rangle \geqslant x$ pour la transition $1^- \longrightarrow 0^+$ dans $^{195}Pt + n$.

Cet aspect se trouve confirmé si l'on examine la distribution de la somme des trois transitions précédentes ainsi que celle de la population formée par les 39 probabilités partielles de transitions en supposant que les trois familles partielles sont indépendantes. Pour parvenir à ces deux distributions, il est nécessaire de tenir compte de la dépendance de l'efficacité de détection et de la

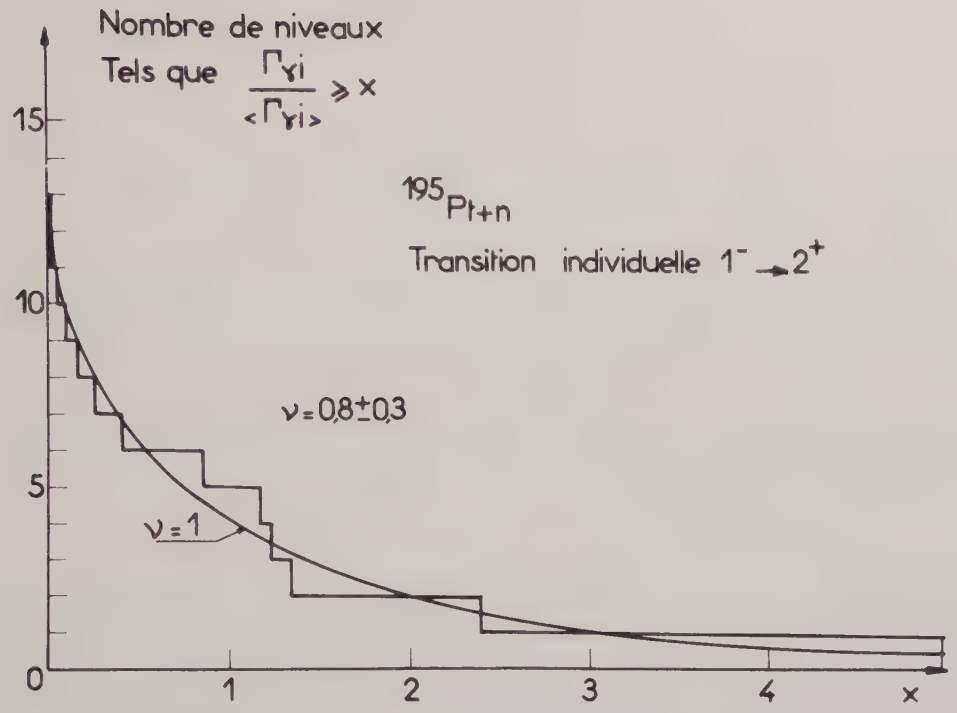


Fig. III.6 : Nombre de niveaux de largeur radiative partielle telle que $\Gamma_{\gamma_i} / \langle \Gamma_{\gamma_i} \rangle \geqslant x$ pour la transition $1^- \longrightarrow 2^+$ dans $^{195}Pt + n$.

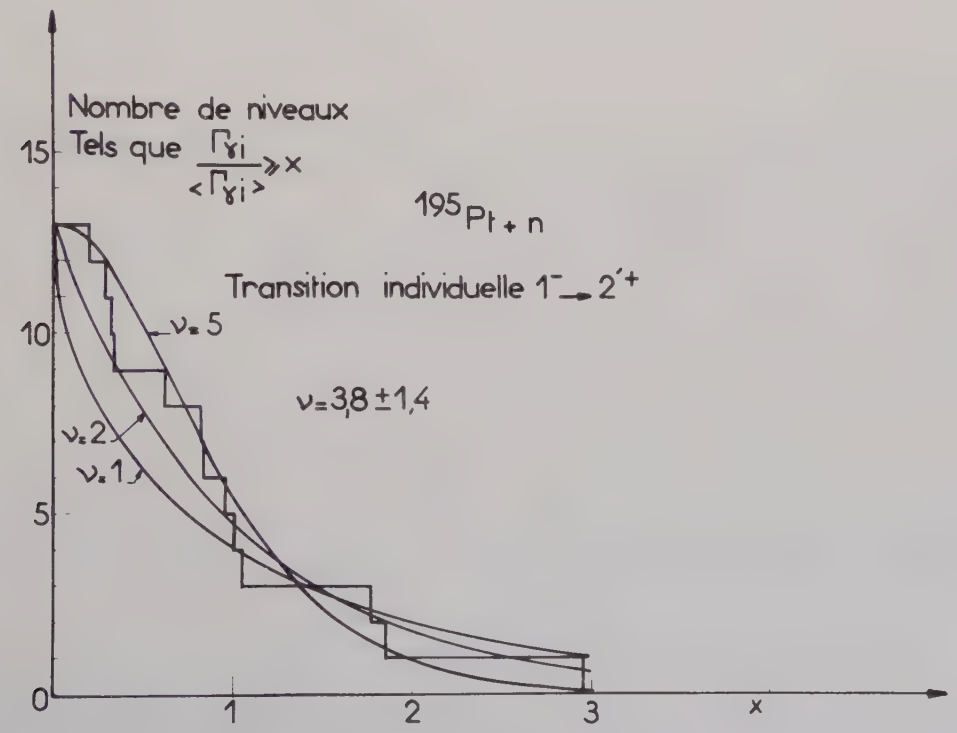


Fig. III.7 : Nombre de niveaux de largeur radiative partielle telle que $\Gamma_{\gamma_i} / \langle \Gamma_{\gamma_i} \rangle \geqslant x$ pour la transition $1^- \longrightarrow 2'^+$ dans $^{195}Pt + n$.

probabilité de transition en fonction de l'énergie E_γ des rayons γ considérés. Pour cette dernière on peut prendre, pour les transitions dipolaires électriques, qui seules apportent une contribution significative, soit une loi en E_γ^3 basée sur le modèle à particule indépendante [III.16], soit une loi en E_γ^5 basée sur la théorie de la résonance géante [III.17]. Les valeurs de ν dépendent peu de la loi choisie, les écarts en énergie restant faibles.

Pour la somme des trois transitions, en prenant une variation en E_γ^3, c'est-à-dire $\sum_{i=0}^{2} A_i (E_{\gamma_0}/E_{\gamma_i})^3$, où E_{γ_0} et E_{γ_i} sont les énergies de transitions γ correspondant à A_0 et A_i, nous trouvons que $\nu = 6,6 \pm 2,5$ (voir fig. III.8) et si nous prenions une variation en E_γ^5, la valeur de ν obtenue est $\nu = 6,9 \pm 2,6$. Pour l'échantillon ayant 39 largeurs partielles, nous obtenons sensiblement la même valeur dans les deux cas, soit $\nu = 1,9 \pm 0,4$ (voir fig. III.9).

Ces valeurs de ν, comparées aux trois valeurs de ν pour les transitions individuelles, indiquent que pour ^{196}Pt les transitions à l'état fondamental et aux deux premiers états excités sont statistiquement indépendantes. De plus, nous avons effectué les calculs de coefficients de corrélation ρ concernant ces trois transitions prises deux à deux.

Etude des corrélations - On définit généralement, pour un ensemble de deux séries de paramètres x_j et y_j (j étant l'indice de la résonance), le coefficient de corrélation par la relation suivante :

$$\rho(x, y) = \frac{\mathrm{Cov}(x, y)}{[\mathrm{var}(x)\ \mathrm{var}(y)]^{1/2}} = \frac{\langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle}{\left\{[\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2]\ [\langle y^2 \rangle - \langle y \rangle^2]\right\}^{1/2}} \qquad \text{(III.12)}$$

Ce coefficient varie entre -1 et +1 et il est égal à zéro si les deux paramètres sont indépendants. Dans ce dernier cas, en effet, la valeur moyenne du produit des deux paramètres est égal au produit de leurs valeurs moyennes.

Si l'on étudie n résonances pour chaque série de paramètres, le coefficient de corrélation entre les largeurs radiatives partielles Γ_{γ_1} et Γ_{γ_2} est :

$$\rho\ (\Gamma_{\gamma_1},\ \Gamma_{\gamma_2}) = \frac{\left\{\frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n} \Gamma_{\gamma_1}^j \Gamma_{\gamma_2}^j\right\} - \left\{\frac{1}{n^2}\left(\sum_{j=1}^{n} \Gamma_{\gamma_1}^j\right)\left(\sum_{j=1}^{n} \Gamma_{\gamma_2}^j\right)\right\}}{\left\{\left[\frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n} (\Gamma_{\gamma_1}^j)^2 - \frac{1}{n^2}\left(\sum_{j=1}^{n} \Gamma_{\gamma_1}^j\right)^2\right]\left[\frac{1}{n}\sum_{j=1}^{n} (\Gamma_{\gamma_2}^j)^2 - \frac{1}{n^2}\left(\sum_{j=1}^{n} \Gamma_{\gamma_2}^j\right)^2\right]\right\}^{1/2}} \qquad \text{(III.13)}$$

On désigne souvant par effet "d'anti-corrélation" le cas où ρ est négatif. Cela signifie que les deux composantes varient en sens opposés, autrement dit, des petits $\Gamma_{\gamma_2}^j$ sont associés à des grands $\Gamma_{\gamma_1}^j$, ou vice-versa. Lorsque ρ est positif, c'est-à-dire lorsqu'il y a corrélation, cela signifie que les deux composantes varient dans le même sens.

Il importe de noter que la théorie statistique utilisée par Porter et Thomas dans leur article original [III.1] ne permet pas d'expliquer des coefficients de corrélation négatifs. Ceci a été considéré par Rosenzweig [III.18] plus récemment.

L'erreur sur ce coefficient de corrélation provient de deux sources :

a) les erreurs Δx_j et Δy_j sur les paramètres x_j et y_j. En les traitant comme erreurs statistiques, on peut calculer facilement l'erreur $(\Delta\rho)_1$ sur ρ qui en résulte :

$$(\Delta\rho)_1 = \left[\sum_{j=1}^{n}\left(\frac{\partial\rho}{\partial x_j}\Delta x_j\right)^2 + \sum_{j=1}^{n}\left(\frac{\partial\rho}{\partial y_j}\Delta y_j\right)^2\right]^{1/2} \qquad \text{(III.14)}$$

b) le nombre fini n des éléments de la série. Si n est assez grand, et si le coefficient de corrélation n'est pas trop près de ses limites -1 ou +1, cette erreur $(\Delta\rho)_2$ peut s'écrire :

$$(\Delta\rho)_2 = \frac{1 - \rho^2}{\sqrt{n}} \qquad \text{(III.15)}$$

Les résultats de nos calculs sont résumés dans le tableau III.2 dans lequel, outre les valeurs de ρ pour les trois transitions radiatives individuelles considérées prises deux à deux, les valeurs de ρ entre Γ_n^0 (largeur réduite de neutron) et chacune de ces transitions d'une part, et entre Γ_n^0 et la somme de ces transitions d'autre part, sont également présentées. (Les valeurs de Γ_n^0 [III.15] sont données dans le tableau III.1).

Le tableau III.2 présente également les limites de confiance à 95 % du coefficient de corrélation ρ_∞ pour une population infinie, obtenues à partir des abaques de la référence [III.19]. Notons que ce coefficient ρ_∞ et sa variance sont calculés dans l'hypothèse où les densités de probabilités marginales suivent une loi normale.

TABLEAU III.2

$^{195}Pt + n \quad J = 1$

	(A_0, A_1)	(A_0, A_2)	(A_1, A_2)	(A_0, Γ_n^0)	(A_1, Γ_n^0)	(A_2, Γ_n^0)	$(A_0 + A_1 + A_2, \Gamma_n^0)$
ρ (x, y)	-0,125	-0,281	-0,167	+0,054	-0,221	-0,168	-0,214
ρ_∞(x, y)	-0,6 à +0,45	-0,7 à +0,32	-0,41 à +0,64	-0,56 à +0,44	-0,67 à +0,38	-0,63 à +0,41	-0,66 à +0,38

Du tableau III.2, nous pouvons déduire qu'il n'y a aucune indication d'une corrélation statistiquement significative. En particulier, les trois largeurs radiatives partielles apparaissent non corrélées, et nos conclusions précédentes restent valables.

Comparaison de notre valeur de ν avec celles obtenues dans d'autres laboratoires. - En ce qui concerne la valeur de ν pour les transitions individuelles, nous devons comparer notre valeur de $\nu = 1,9 \pm 0,4$, avec les valeurs de ν trouvées dans d'autres laboratoires, en particulier, les résultats récents obtenus pour $\nu = 1,56 \pm 0,51 \pm 0,14$ et $\nu = 2,0 \; {}^{+0,8}_{-0,4}$ respectivement par l'équipe d'Argonne [III.20] et par l'équipe de Brookhaven [III.21]. Nous résumons leurs résultats également dans le tableau III.1, à côté de nos valeurs expérimentales. Bien que l'on puisse dire que ces résultats sont en accord satisfaisant, néanmoins, ils sont en désaccord dans le sens que notre valeur et celle obtenue par l'équipe de Brookhaven semblent être incompatibles avec une valeur de $\nu = 1$. Ceci a déjà été souligné par l'équipe d'Argonne concernant la valeur de Brookhaven qui soupçonnait que l'analyse statistique utilisée joue un rôle important pour déterminer la valeur de ν, sourtout pour le cas d'une petite grandeur d'échantillonnage et de grandes erreurs associées aux petites largeurs, comme c'est le cas ici. Pour justifier cette possibilité, les données expérimentales de Brookhaven ont été analysées avec la méthode de Monte-Carlo utilisée par l'équipe d'Argonne [III.20]. L'idée générale est de comparer l'échantillon expérimental, qui suit une distribution dont le paramètre ν est inconnu, avec une série d'échantillons mathématiques équivalents formés au hasard à partir d'une population gouvernée par une distribution en χ^2 pour laquelle ν prend une valeur donnée ν_0. La méthode consiste à comparer la valeur $\nu = \nu_p$ de l'échantillon physique donné par la méthode du maximum de vraisemblance avec la distribution des valeurs $\nu = \nu_m$ obtenues par la même méthode pour les échantillons mathématiques. Si la valeur ν_p tombe près du centre de cette distribution des ν_m, les données expérimentales sont compatibles avec la valeur présumée ν_0 de ν. En particulier, il est possible de déterminer la probabilité de trouver $\nu_m > \nu_p$ pour une valeur de ν_0 donnée. Les résultats obtenus sont ensuite résumés sous forme d'une courbe dans laquelle la probabilité pour que $\nu_m > \nu_p$ est portée comme une fonction de ν_0 (voir figure III.10). De cette courbe on tire une valeur de $\nu \pm \Delta\nu$, où ν est défini de telle manière qu'il y ait une probabilité de 16,3 % pour que la vraie valeur soit inférieure à $\nu - \Delta\nu$ et la même probabilité pour qu elle soit plus grande que $\nu + \Delta\nu$; $\Delta\nu$ est donc semblable à l'écart quadratique moyen d'une fonction normale d'erreurs. De plus, la vraie valeur de ν est associée à une incertitude systématique $\pm\delta\nu$ due aux erreurs des données expérimentales et on fait l'hypothèse que $\delta\nu$ est la moitié de la quantité pour laquelle la courbe corrigée des erreurs expérimentales de la probabilité intégrale (fig. III.10) est déplacée par rapport à la courbe non corrigée.

La valeur de ν, de Brookhaven, obtenue ainsi par la méthode d'analyse d'Argonne est $\nu = 1,65 \pm 0,48 \pm 0,32$. La valeur de ν apparaît donc sensible à la méthode d'analyse statistique.

Cependant, la méthode d'Argonne comporte également un certain arbitraire dans le choix du seuil pour les échantillons mathématiques. Dans ce calcul, il apparaîtrait que toutes les valeurs de $x \left(x = \frac{\Gamma_{\gamma_i}}{<\Gamma_{\gamma_i}>} \right)$ inférieures à une valeur fixée α (α est en partie fixé par la résolution expérimentale) sont assimilées dans le calcul du maximum de vraisemblance à une valeur fixe x_α. Il est évident que, dans ce cas, la distribution pour les échantillons mathématiques n'est pas tout à fait correcte et tendrait à favoriser des valeurs de ν trop grandes. Il est étrange aussi que les calculs n'aient pas été faits pour $\nu = 2$.

On peut suppléer à cette faiblesse de deux manières :

a) En utilisant la méthode de la distribution en χ^2 tronquée suggérée par Garrisson (voir Introduction au début de ce chapitre).

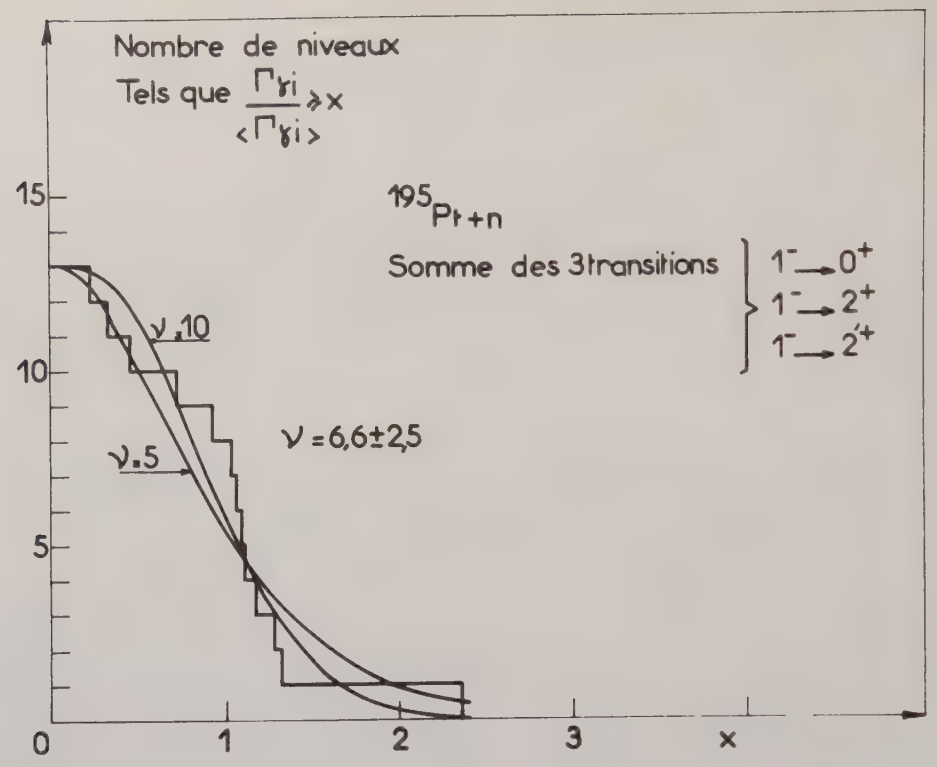


Fig. III.8 : Nombre de niveaux de largeur radiative partielle telle que $\Gamma_{\gamma_i} / \langle \Gamma_{\gamma_i} \rangle \geqslant x$ pour la somme des trois transitions ($1^- \longrightarrow 0^+$, $1^- \longrightarrow 2^+$, $1^- \longrightarrow 2'^+$) dans ^{195}Pt + n.

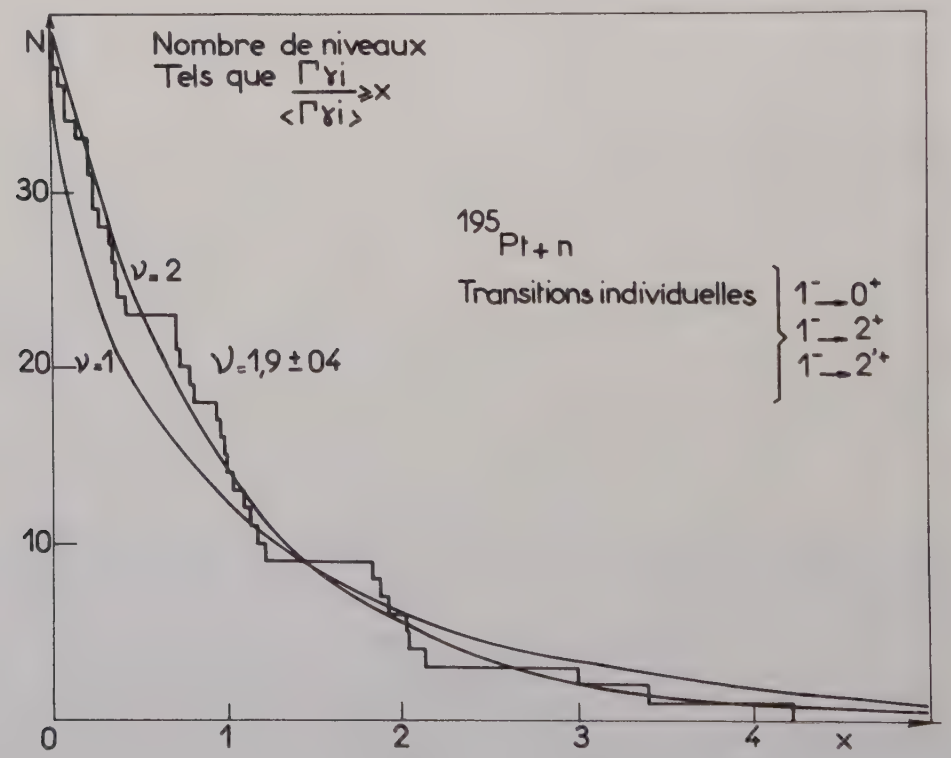


Fig. III.9 : Nombre de niveaux de largeurs radiatives partielles telles que $\Gamma_{\gamma_i} / \langle \Gamma_{\gamma_i} \rangle \geqslant x$ pour l'ensemble des trois transitions ($1^- \longrightarrow 0^+$, $1^- \longrightarrow 2^+$, $1^- \longrightarrow 2'^+$) dans ^{195}Pt + n.

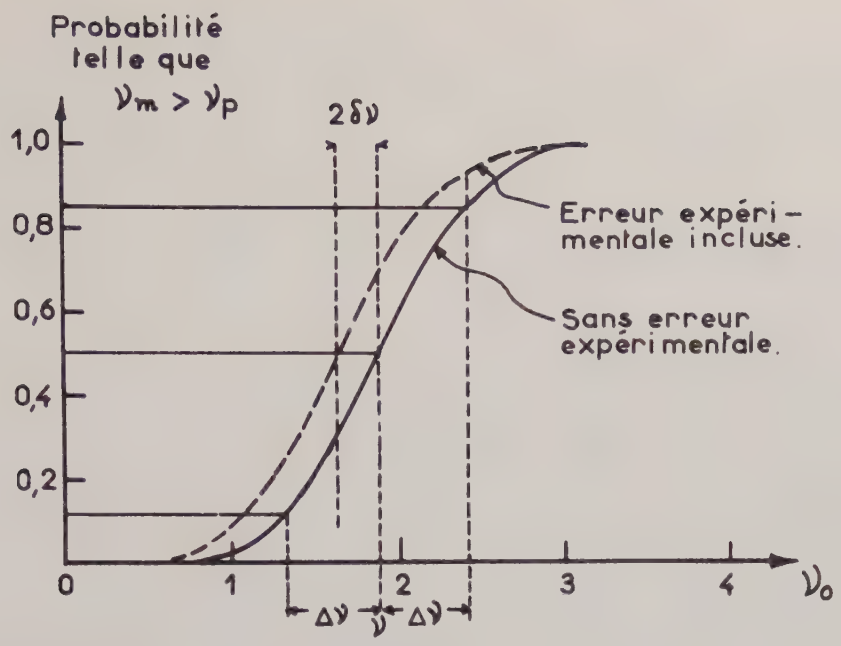


Fig. III.10 : Courbes donnant les probabilités pour que $\nu_m > \nu_p$ en fonction de ν_0.

Cette méthode, utilisée dans le cas de nos mesures avec un seuil expérimental $\alpha = 0,1$ pour l'ensemble de 39 transitions, nous donne :

$$\nu = 2,4 \pm 0,6 \qquad \text{(voir fig. III.10a)}$$

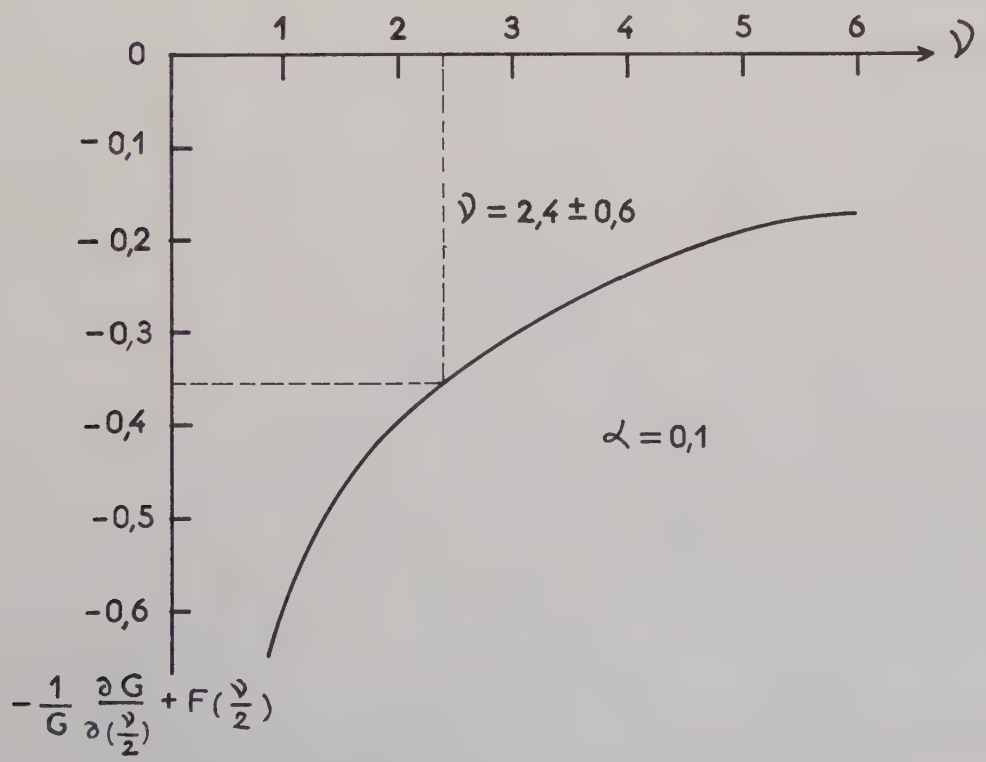


Fig. III.10(a) : Courbe donnant la fonction $-\frac{1}{G}\frac{\partial G}{\partial \frac{\nu}{2}} + F(\frac{\nu}{2})$ en fonction de ν.

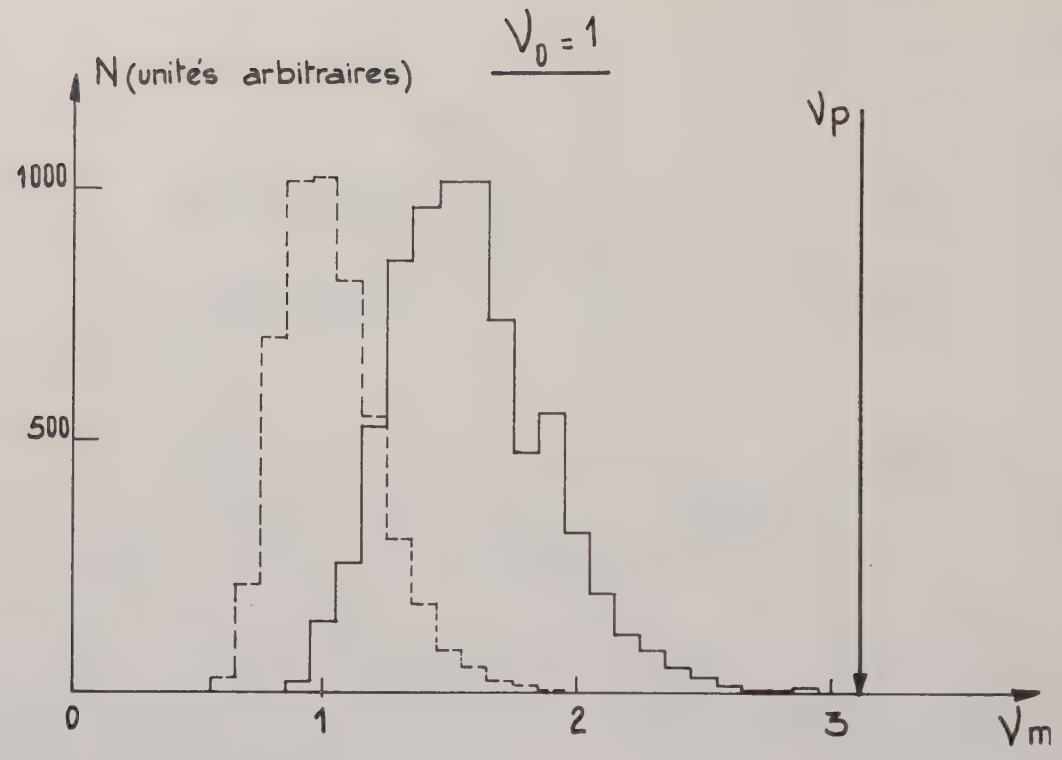


Fig. III.10(b) : Histogrammes donnant la distribution des ν_m pour $\nu_0 = 1$.

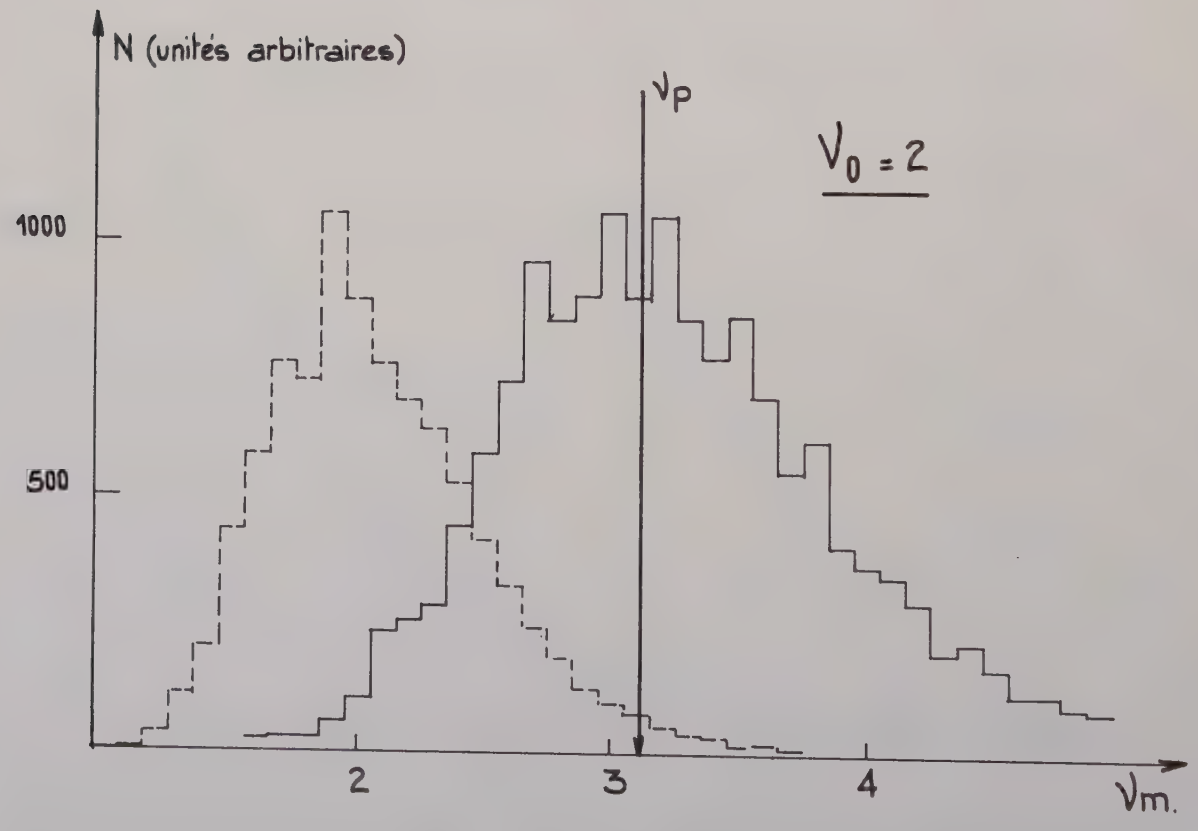


Fig. III.10(c) : Histogrammes donnant la distribution des ν_m pour $\nu_0 = 2$.

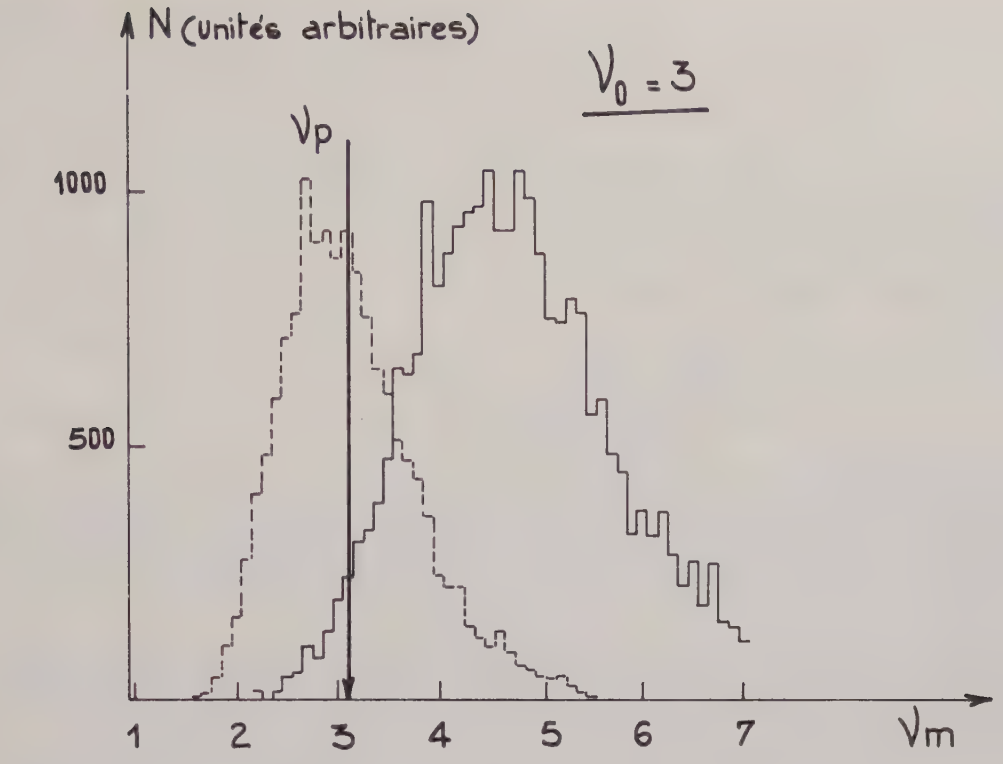


Fig. III.10(d) : Histogrammes donnant la distribution des ν_m pour $\nu_0 = 3$.

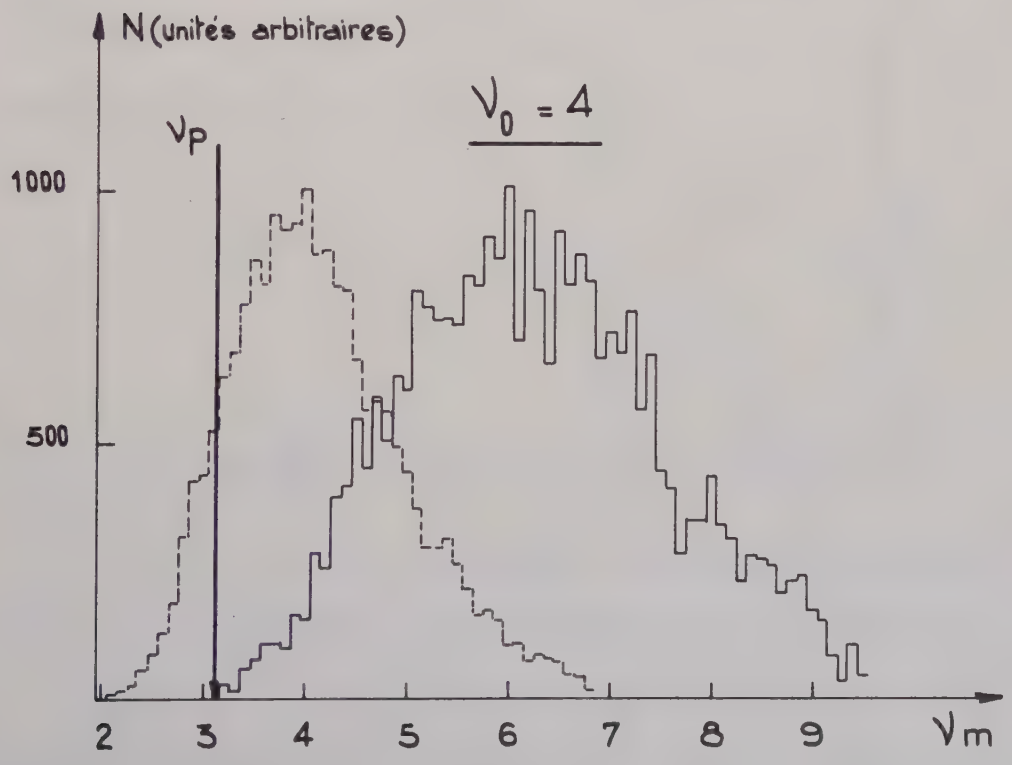


Fig. III.10(e) : Histogrammes donnant la distribution des ν_m pour $\nu_0 = 4$.

Cette valeur est très proche de celle obtenue avec la distribution en χ^2 non tronquée ($\nu = 1,9 \pm 0,4$). Ce qui montre que nos petites valeurs de x_i (il y en a cinq qui sont inférieures à 0,1) n'introduisent pas une erreur significative dans la distribution, autrement dit, nos valeurs expérimentales données dans le tableau III.1 sont assez bien déterminées même pour les petites valeurs.

b) Une autre méthode consisterait à utiliser le procédé d'Argonne, mais on sélectionnerait parmi les échantillons mathématiques seulement ceux qui ont n valeurs de x_i pour lesquelles $x_i \leqslant \alpha$ et (m-n) valeurs de x_i pour lesquelles $x_i > \alpha$, m étant le nombre total des valeurs de x_i et n étant déterminé par le seuil expérimental fixé.

Signalons qu'un programme permettant de traiter cette méthode sur ordinateur 7 094 a été réalisé à Saclay.

En prenant comme le cas précédent, un seuil expérimental $\alpha = 0,1$ pour l'ensemble de nos 39 transitions (m = 39 et n = 5), nous trouvons par cette dernière méthode :

$$\nu = 1,9 \pm 0,6$$

Les figures III.10 b, c,d et e représentent respectivement pour $\nu_0 = 1, 2, 3$ et 4 les histogrammes (en trait continu) donnant les distributions de ν_m comparées à la valeur $\nu = \nu_p$ de l'échantillon physique déterminé par la méthode du maximum de vraisemblance. A titre d'illustration, dans les mêmes figures, on trace les histogrammes (en trait discontinu) correspondant aux distributions de ν_m sans seuil expérimental (m = 39 et n = 0).

De la figure III.10c, on voit que la valeur se trouve bien près du centre de la distribution des ν_m dans le cas où $\nu_0 = 2$. Et la figure III.10f qui représente la courbe (en trait continu) donnant la probabilité telle que $\nu_m > \nu_p$ en fonction de ν_0 nous permet de déterminer la valeur de $\nu = 1,9$ associée d'une erreur de $\pm 0,6$.

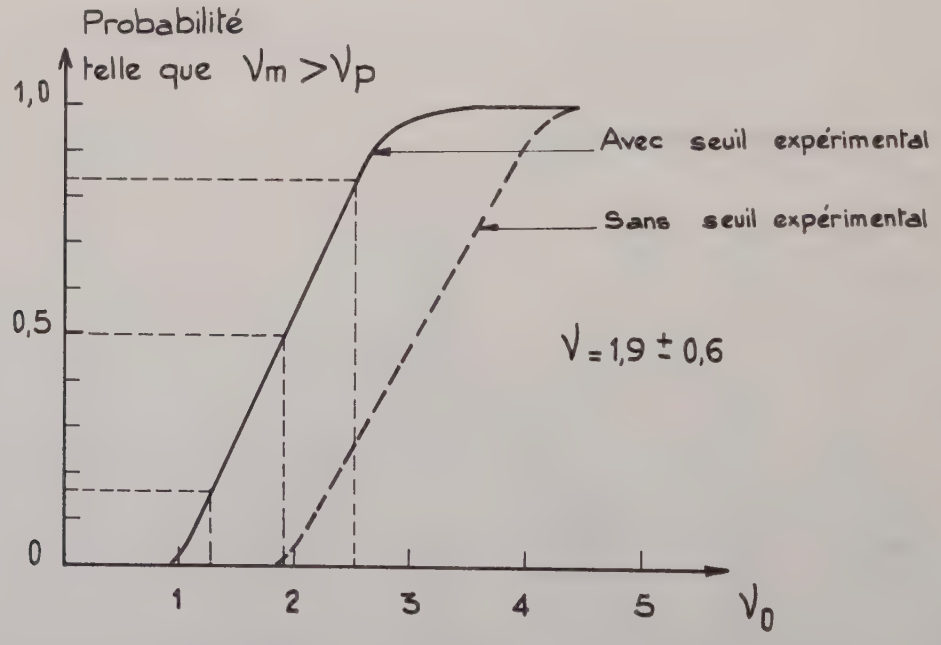


Fig. III.10(f) : Courbe donnant la probabilité telle que $\nu_m > \nu_p$ en fonction de ν_0.

Enfin le même calcul est appliqué aux résultats expérimentaux d'Argonne, avec m = 24 et n = 6, nous trouvons $\nu = 2,3 \pm 0,8$, ce qui est en parfait accord avec notre valeur.

Conclusion

La difficulté pour déterminer la valeur de ν repose surtout sur la résolution encore insuffisante de notre détecteur. Ce dernier, quoique meilleur que ceux utilisés à Argonne [II.2] et à Brookhaven [III.21], a néanmoins une résolution limitée (~ 300 keV à 8 MeV), mais il est celui qui,

actuellement, pour une efficacité égale, donne les meilleurs résultats (voir chapitre II.1). Si, dans l'avenir, un nombre suffisant de jonctions au germanium sont disponibles, auprès des accélérateurs plus puissants, la valeur définitive de ν pourra être obtenue.

Il existe d'autres types d'expériences permettant d'avoir une idée de la valeur de ν, en particulier, la mise en évidence d'effets d'interférences entre résonances pour des mêmes transitions individuelles (voir plus loin, chapitre III.3E). En effet, les courbes de section efficace de capture radiative doivent être différentes si $\nu = 1$ ou $\nu = 2$, mais le fait que le produit des largeurs réduites de transitions radiatives partielles peut être soit positif, soit négatif rend encore plus difficile l'interprétation des résultats. Ce problème serait analogue au problème d'adaptation des courbes de section efficace de fission où la valeur expérimentale de ν serait de l'ordre de 2 à 4. D'autre part, plusieurs cas d'interférences sont nécessaires pour tirer une conclusion valable, or le nombre de ces expériences est très limité.

C - Cas des transitions ne pouvant pas être isolées expérimentalement

Lorsque les transitions individuelles ne peuvent pas être isolées expérimentalement du fait des techniques actuelles de détection, les informations obtenues concernant les probabilités relatives pour un tel mélange de plusieurs transitions sont très contradictoires, en particulier dans le cas de $^{183}W + n$ et de $^{238}U + n$. Nous avons donc repris l'étude de ces deux noyaux avec notre nouveau dispositif de détection afin de savoir si un effet de corrélation, ou plutôt d'anticorrélation, pourrait exister entre les largeurs radiatives partielles.

Aussi, un effet de corrélation entre les largeurs radiatives partielles et les largeurs réduites de neutrons est-il à rechercher dans le cas de $^{197}Au + n$, car un phénomène de capture directe (chap. V) semble se manifester dans ce noyau ; or, selon la prévision de Lane et Lynn [III.22], l'intensité de la contribution résonnante des voies relative à la contribution résonnante interne devrait être proportionnelle à la largeur réduite de neutron de chaque résonance (formule 24 de la référence [III.22], page 568). Ainsi, en plus de la recherche d'un effet de capture directe dans l'or (chap.V), nous avons entrepris également une étude de la distribution des largeurs radiatives partielles dans ce noyau.

a) Cas $^{183}W + n$

Le schéma de niveaux pour ^{184}W [III.23] est donné dans la figure III.11. Les résultats de

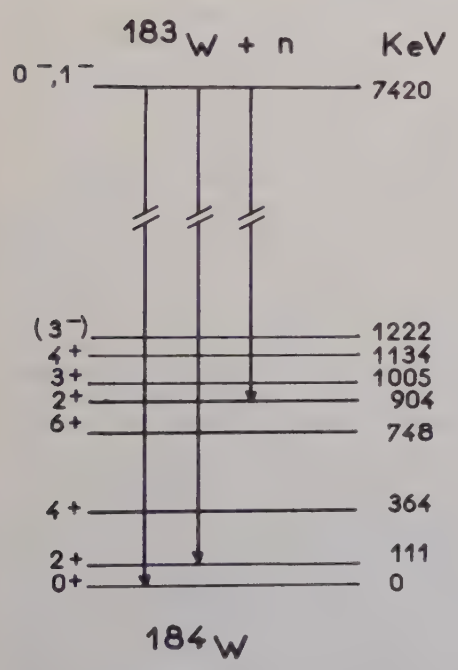


Fig. III.11 : Schéma de niveaux de ^{184}W.

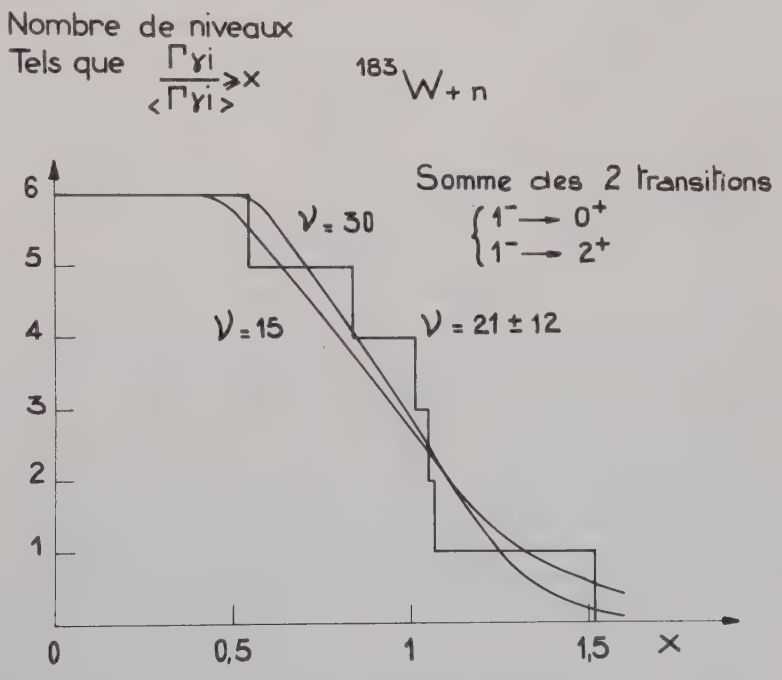


Fig. III.12 : Nombre de niveaux de largeurs radiatives partielles telles que $\Gamma_{\gamma_i} / < \Gamma_{\gamma_i} > \geq x$ pour la somme des deux transitions $1^- \longrightarrow 0^+$ et $1^- \longrightarrow 2^+$ dans $^{183}W + n$.

nos mesures, ainsi que ceux des autres laboratoires [III.6, 20, 24] sont résumés dans le tableau III.3, dans lequel nous indiquons également les valeurs de ν obtenues. Pour la bande d'énergie de rayons γ entre 7,2 et 7,8 MeV, qui correspond, selon le schéma de la figure III.11, aux transitions conduisant à l'état fondamental ($1^- \longrightarrow 0^+$) et au premier état excité (111 keV) ($1^- \longrightarrow 2^+$), nous avons trouvé, par la méthode du maximum de vraisemblance, une valeur de $\nu = 21 \pm 12$ pour la distribution des probabilités partielles de transition (voir figure III.12). La grande erreur (± 12) associée à cette valeur de ν est principalement due au nombre très petit d'échantillons considéré (n = 6 dans notre cas). A première vue, d'après nos résultats du tableau III.3, il semble qu'il pourrait exister

TABLEAU III.3

$^{183}W + n$ J = 1

E_0 (eV)	Saclay	Argonne			Brookhaven		
	$A_0 + A_1$ $\begin{cases} 1^- \longrightarrow 0^+ \\ 1^- \longrightarrow 2^+ \end{cases}$	A_0 $(1^- \longrightarrow 0^+)$	A_1 $(1^- \longrightarrow 2^+)$	$A_0 + A_1$	$A_0 + A_1$	A_1	$A_1/A_0 + A_1^*$
7,6	2855 ± 286	2775 ± 132	86 ± 132	2855 ± 24	2855	272 ± 79	0,11 ± 0,03
27,1	1951 ± 195	63 ± 95	1580 ± 95	1643 ± 16	1758	1580 ±126	1
40,6	1005 ± 200	89 ± 90	730 ± 90	819 ± 30			
46,2	1566 ± 204	1063 ± 90	420 ± 90	1483 ± 18	1374	301 ± 84	0,24 ± 0,07
66	1967 ± 200	1 005 ± 140	1502 ± 150	2507 ± 73			
157	1900 ± 200						
	21 ± 12	1,1±0,8±0,3	1,1±0,8 ±0,3	11,5			

*Le rapport $A_1/A_0 + A_1$ est normalisé à 1 pour la résonance à 27,1 eV.

un effet d'anticorrélation, c'est-à-dire, les grandes probabilités partielles A_0, pour $1^- \longrightarrow 0^+$, sont associées aux petites probabilités partielles A_1, pour $1^- \longrightarrow 2^+$, ou vice-versa. Malheureusement, à cause du faible écart en énergie entre le premier état excité et l'état fondamental, la résolution expérimentale ne nous permet pas d'étudier ces deux probabilités partielles de transition individuellement, donc une mesure directe du coefficient de corrélation entre A_0 et A_1 est impossible. D'autre part, même si on arrive à séparer les A_0 et A_1 par une procédure laborieuse comme celle de Bollinger et al [III.20], vu le nombre extrêmement petit (6 résonances) de l'échantillonnage dont nous disposons, il est difficile de tirer une conclusion valable concernant le coefficient de corrélation. A titre d'indication, nous montrons les résultats de Bollinger et al (voir tableau III.3), leur valeur de ν trouvée, pour les 5 résonances étudiées, est $\nu = 1,1 \pm 0,8 \pm 0,3$ pour chaque transition individuelle, mais pour la somme des deux transitions, la méthode du maximum de vraisemblance donne $\nu = 11,5$, ce qui est très différent de la valeur de $\nu = 2$ attendue si les deux transitions étaient statistiquement indépendantes. Le coefficient de corrélation entre les largeurs radiatives partielles correspondant à ces deux transitions est trouvé égal à $\rho = -0,65$; la question est de savoir si cette valeur donne une indication statistiquement significative d'un effet d'anticorrélation. Pour cela, il faut examiner la distribution de l'estimateur ρ pour les échantillons supposés indépendants. Généralement, la distribution de ρ peut être approximativement écrite sous la forme de [III.25] $(1 - \rho^2)^{\frac{n}{2}-2}$ où n est le nombre d'échantillons considéré (ici, n = 5). Donc, pour le cas de ^{184}W, la distribution est de la forme $(1 - \rho^2)^{1/2}$. Ceci implique qu'une large gamme de valeurs de ρ est presque également probable, et montre immédiatement que la valeur de $\rho = -0,65$ est tout à fait compatible avec les valeurs qui pourraient être obtenues si les deux transitions en question dans ^{184}W sont indépendantes. Ainsi, pour obtenir une valeur de ρ statistiquement significative il est absolument nécessaire d'augmenter la taille de l'échantillonnage en étendant le domaine d'énergie des neutrons au-delà de 160 eV et d'utiliser une méthode appropriée pour isoler les transitions individuelles. En vue de résoudre cette dernière difficulté, une technique élaborée à l'aide de la méthode de coïncidence a été utilisée par l'équipe de Brookhaven [III.24], les résultats concernant les trois premières résonances intenses de $^{183}W + n$ ont été obtenus, en bon accord avec ceux d'Argonne (voir tableau III.3).

Il faut souligner ici que la densité de niveaux pour $^{183}W + n$ est plus grande que pour $^{195}Pt + n$, il est plus difficile d'analyser des résonances isolées au-delà de 160 eV dans le cas du tungstène.

b) Cas $^{238}U + n$

Nous avons étudié les probabilités partielles de transition pour une bande d'énergie de rayons γ comprise entre 4,2 et 5,0 MeV et une autre bande d'énergie comprise entre 3,8 et 4,2 MeV. La figure III.13 représente le schéma de niveaux pour ^{239}U [III.26]. Les résultats de nos mesures avec ceux obtenus par l'équipe d'Argonne [III.27] sont résumés dans le tableau III.4. La méthode du maximum de vraisemblance donne une valeur de $\nu = 5,7 \pm 2,9$ pour la bande 4,2 - 5,0 MeV (voir fig. III.14) et une valeur de $\nu = 27 \pm 14$ pour la bande 3,8 - 4,2 MeV (voir fig. III.15). La valeur élevée de ν obtenue par l'équipe de Brookhaven [III.28] et celle de Saclay [III.29] pour la transition radiative de 4,06 MeV n'a donc pas été retrouvée. Ceci pourrait être expliqué par le progrès réalisé dans notre nouveau dispositif de détection. Néanmoins, la valeur $\nu = 27 \pm 14$ est encore trop élevée pour pouvoir expliquer le nombre de 5 niveaux connus présents dans la bande d'énergie de 3,8 à 4,2 MeV indiquée dans la figure III.13. Bien que la valeur de $\nu = 5,7 \pm 2,9$ s'accorde très bien avec celle de $\nu = 6$ trouvée récemment par l'équipe d'Argonne [III.27] pour la bande d'énergie de 4,2 à 5,0 MeV, ceci ne conduit pas à donner une interprétation définitive du résultat, à cause du manque de connaissance de la structure de niveaux de ^{239}U dans cette région d'énergie.

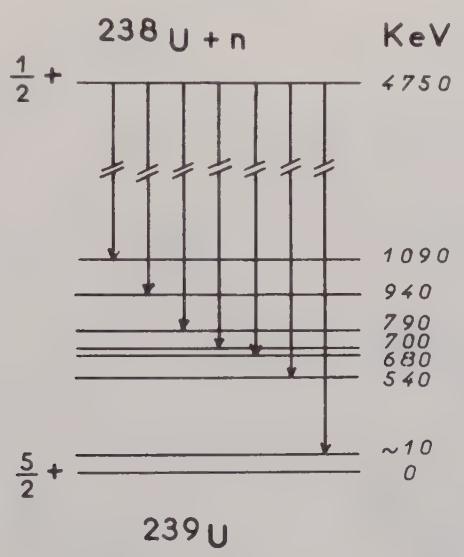


Fig. III.13 : Schéma de niveaux de ^{239}U.

Une mesure récente de Motz et al [III.30], utilisant un détecteur au germanium-lithium qui fonctionne en coïncidence avec un cristal annulaire, a montré l'existence d'une vingtaine de transitions au-delà de 3 MeV, et en particulier d'un doublet à 3 985 keV et d'une raie intense à 4 058 keV. Ainsi la valeur trop élevée de ν que nous avons obtenue dans la bande 3,8 - 4,2 MeV pourrait peut être expliquée par un nombre élevé de niveaux qui n'ont pas été portés dans le schéma de la figure III.13, sinon un effet d'anticorrélation est à rechercher. Par ailleurs, si nous calculons la valeur de ν à l'aide des considérations de Wilets [III.31] spécialement conçues pour le cas d'un mélange de plusieurs largeurs partielles, qui supposent que chacune des largeurs partielles suit une loi en χ^2 à un degré de liberté ($\nu = 1$) et qui conduisent à l'expression $\nu_{eff} = 2 (< x^2 > - 1)^{-1}$ (x étant le variable $\Gamma_{\gamma_i} / < \Gamma_{\gamma_i} >$), nous obtenons $\nu_{eff} = 22$. Par contre, le résultat d'Argonne [III.27] donne une valeur de $\nu = 5,8 \pm 2,3$ qui serait bien compatible avec le nombre de niveaux connus à l'époque présents dans cette bande d'énergie, en supposant que chaque transition radiative individuelle suit une distribution Porter-Thomas ($\nu = 1$). Mais l'observation de Motz et al. semble indiquer que la valeur de ν mesurée à Argonne était peut-être trop petite. Il est donc nécessaire de comparer avec plus de détails nos résultats avec ceux d'Argonne. Si nous examinons avec soin le tableau III.4, nous verrons que les deux séries de valeurs de probabilités partielles de transition ne sont pas très

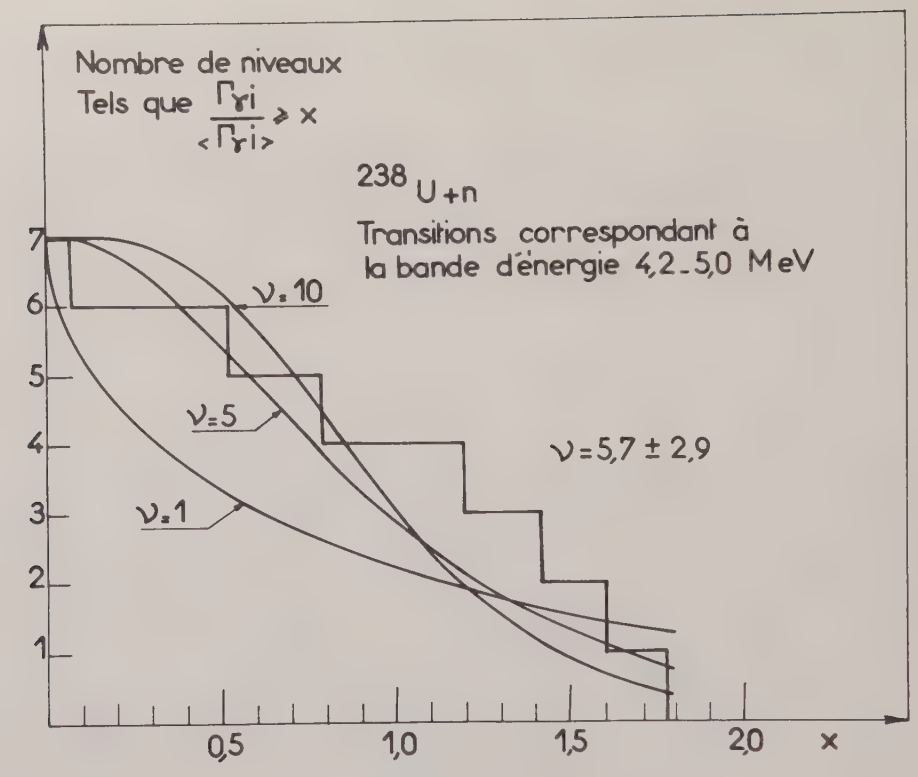


Fig. III.14 : Nombre de niveaux de largeurs radiatives partielles telles que $\Gamma_{\gamma_i} / \langle \Gamma_{\gamma_i} \rangle \geq x$ pour la bande d'énergie des rayons γ de 4,2 à 5 MeV dans ^{238}U + n (énergie des neutrons ≤ 120 eV).

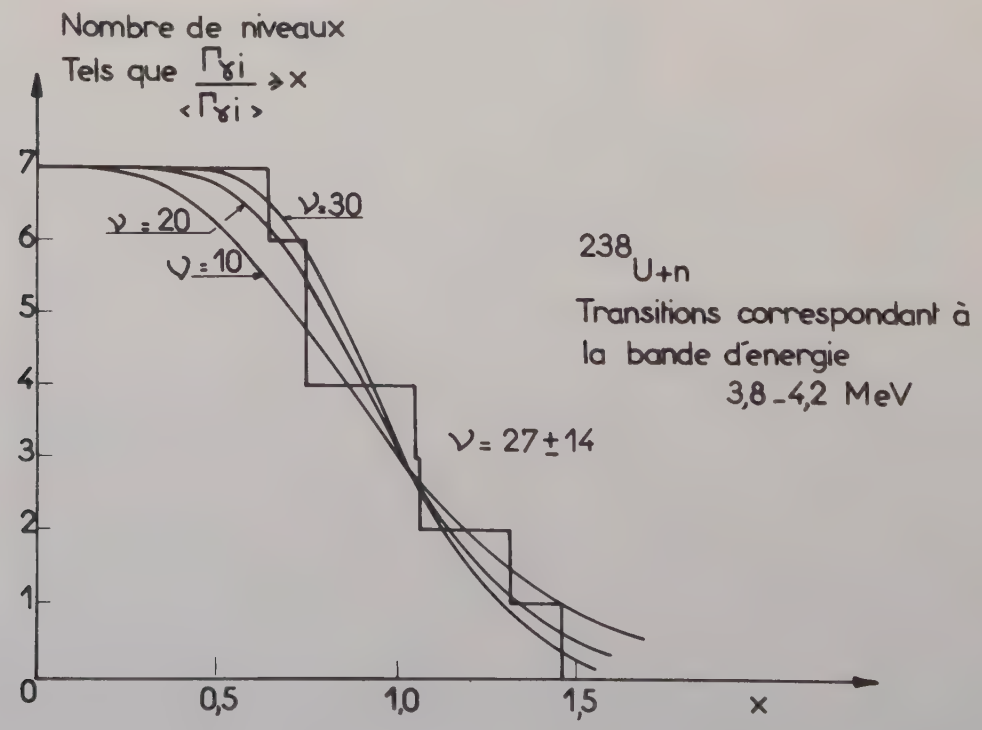


Fig. III.15 : Nombre de niveaux de largeurs radiatives partielles telles que $\Gamma_{\gamma_i} / \langle \Gamma_{\gamma_i} \rangle \geq x$ pour la bande d'énergie des rayons γ de 3,8 à 4,2 MeV dans ^{238}U + n. (Energie des neutrons ≤ 120 eV).

TABLEAU III.4

$^{238}U + n$

E_0 (eV)	Saclay		Argonne	
	A_1 (3,8 – 4,2 MeV)	A_0 (4,2 – 5,0 MeV)	A_1 (3,8 – 4,2 MeV)	A_0 (> 4,6 MeV)
6,68	1,49 ± 0,15	1,25 ± 0,25	2,14 ± 0,21	1,16 ± 0,12
21	1,34 ± 0,13	1,06 ± 0,25	1,37 ± 0,14	1,06 ± 0,11
36,8	1,07 ± 0,16	1,42 ± 0,28	0,84 ± 0,09	1,06 ± 0,12
66,3	0,76 ± 0,15	0,46 ± 0,10	0,71 ± 0,07	0,89 ± 0,11
81,1	0,76 ± 0,15	0,12 ± 0,12	0,62 ± 0,07	0,44 ± 0,12
102,8	1,08 ± 0,16	1,57 ± 0,31	1,08 ± 0,11	0,45 ± 0,12
117	0,65 ± 0,13	0,70 ± 0,15	0,41 ± 0,05	2,02 ± 0,20
145,9			1,04 ± 0,12	0,51 ± 0,34
165,7			0,78 ± 0,09	0,00 ± 0,20
190			0,28 ± 0,05	1,05 ± 0,30
209,1			0,68 ± 0,09	1,34 ± 0,30
238			2,02 ± 0,20	2,01 ± 0,31
ν	27 ± 14	5,7 ± 2,9	5,8 ± 2,3	6,0

différentes dans le domaine d'énergie de neutrons que nous avons étudié (120 eV). C'est en ajoutant les 5 résonances au-delà de 120 eV, parmi lesquelles trois ayant des probabilités partielles très faibles, que les valeurs obtenues de ν sont devenues très différentes. A titre d'illustration, nous avons ajouté, après normalisation, les valeurs d'Argonne pour ces cinq résonances dans nos résultats, et nous avons trouvé que $\nu = 9,9 \pm 5,1$ (voir figure III.16). Ceci constitue un exemple éclatant de ce que le petite nombre de faibles largeurs dans une petite grandeur de l'échantillonnage joue un rôle primordial dans la détermination de la valeur de ν.

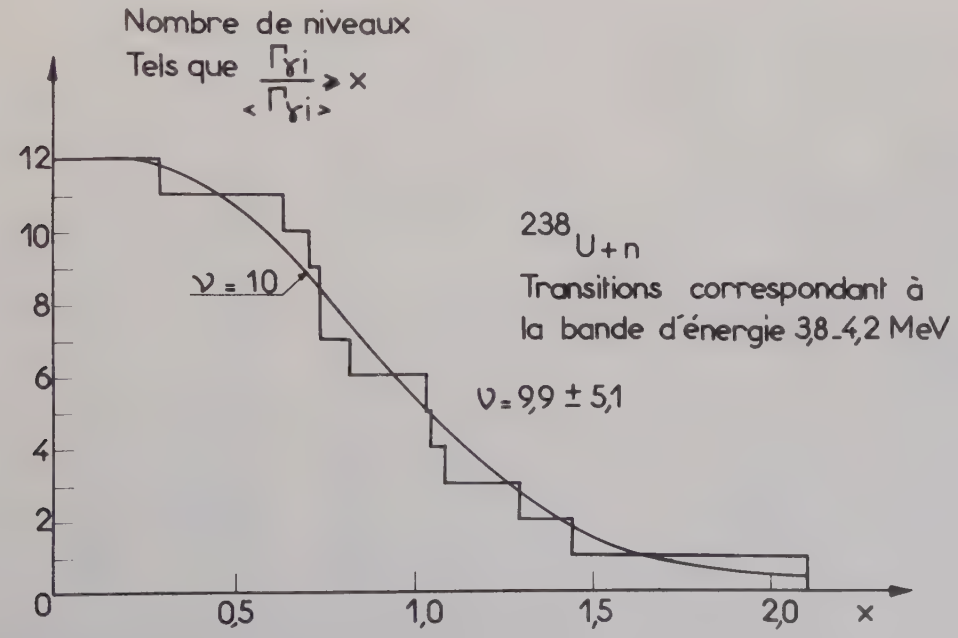


Fig. III.16 : Nombre de niveaux de largeurs radiatives partielles telles que $\Gamma_{\gamma_i} / \langle \Gamma_{\gamma_i} \rangle \geq x$ pour la bande d'énergie des rayons γ de 3,8 à 4,2 MeV dans $^{238}U + n$ (Energie des neutrons ≤ 240 eV).

A Saclay, nous n'avons pas analysé, bien qu'ayant en principe une meilleure résolution en temps de vol, les résonances au-dessus de 120 eV, en effet, l'efficacité de notre détecteur étant faible, les problèmes de faible taux de comptage et de bruit de fond relativement élevé ont rendu difficile ce type d'expériences. Tandis qu'à Argonne, les mesures ont été effectuées avec le "Chopper" à la pile, les inconvénients ci-dessus étaient partiellement compensés par la durée des expériences.

c) Cas $^{197}Au + n$

Vu la complexité du schéma de niveaux dans ^{198}Au [III.32] (voir fig. III.17), il ne peut s'agir que de l'étude des probabilités partielles de transition pour un groupe de plusieurs transitions mélangées. Les résultats concernant la bande d'énergie de rayons γ entre 6,0 et 6,6 MeV dans le domaine d'énergie de neutrons de 1 à 550 eV sont résumés dans le tableau III.5, où l'on sépare les résonances de J = 1 et J = 2 connues [III.33]. Les valeurs de ν, trouvées par la méthode du maximum de vraisemblance sont respectivement de $\nu = 17 \pm 8,4$ pour le groupe J = 1 (voir fig. III.18) et de $\nu = 13,7 \pm 5,1$ pour le groupe J = 2 (voir fig. III.19). Etant donné l'intérêt que l'on porte à ce noyau (^{197}Au) pour l'étude de capture directe (voir chapitre V), nous avons calculé les coefficients de corrélation ρ (équation III.12) entre la largeur radiative partielle correspondant à ce groupe de transitions que nous désignons par A(6,0 - 6,6 MeV) dans le tableau III.5 et la largeur réduite de neutrons

TABLEAU III.5

$^{197}Au + n$

	E_0 (eV)	A (6,0 – 6,6 MeV)	Γ_n^0 (meV)
J = 2	4,91	0,289 ± 0,030	7,05
	60,25	0,244 ± 0,050	8,40
	107	0,269 ± 0,050	0,77
	151,25	0,172 ± 0,040	1,80
	164,9	0,269 ± 0,050	0,72
	240,3	0,165 ± 0,040	4,65
	293,1	0,144 ± 0,030	21,10
	355,1	0,219 ± 0,030	2,08
	370,7	0,138 ± 0,030	4,33
	381,5	0,250 ± 0,030	3,13
	451,0	0,147 ± 0,030	3,04
	477,3	0,244 ± 0,050	15,0
	534	0,445 ± 0,060	1,50
	602,8	0,092 ± 0,050	9,15
J = 1	58,03	0,234 ± 0,050	0,59
	78,43	0,162 ± 0,040	1,84
	144,28	0,375 ± 0,040	0,75
	162,9	0,155 ± 0,030	3,92
	189,85	0,145 ± 0,030	3,5
	261,9	0,188 ± 0,040	8,4
	440,3	0,232 ± 0,050	13,6
	548,4	0,339 ± 0,050	2,53

Γ_n^0. Les valeurs de Γ_n^0 sont prises dans la référence [III.33] et sont données dans le tableau III.5. Pour le groupe avec J = 1 (8 résonances) $\rho = -0,227$ soit $\rho_\infty = -0,78$ à $+0,53$; et pour le groupe avec

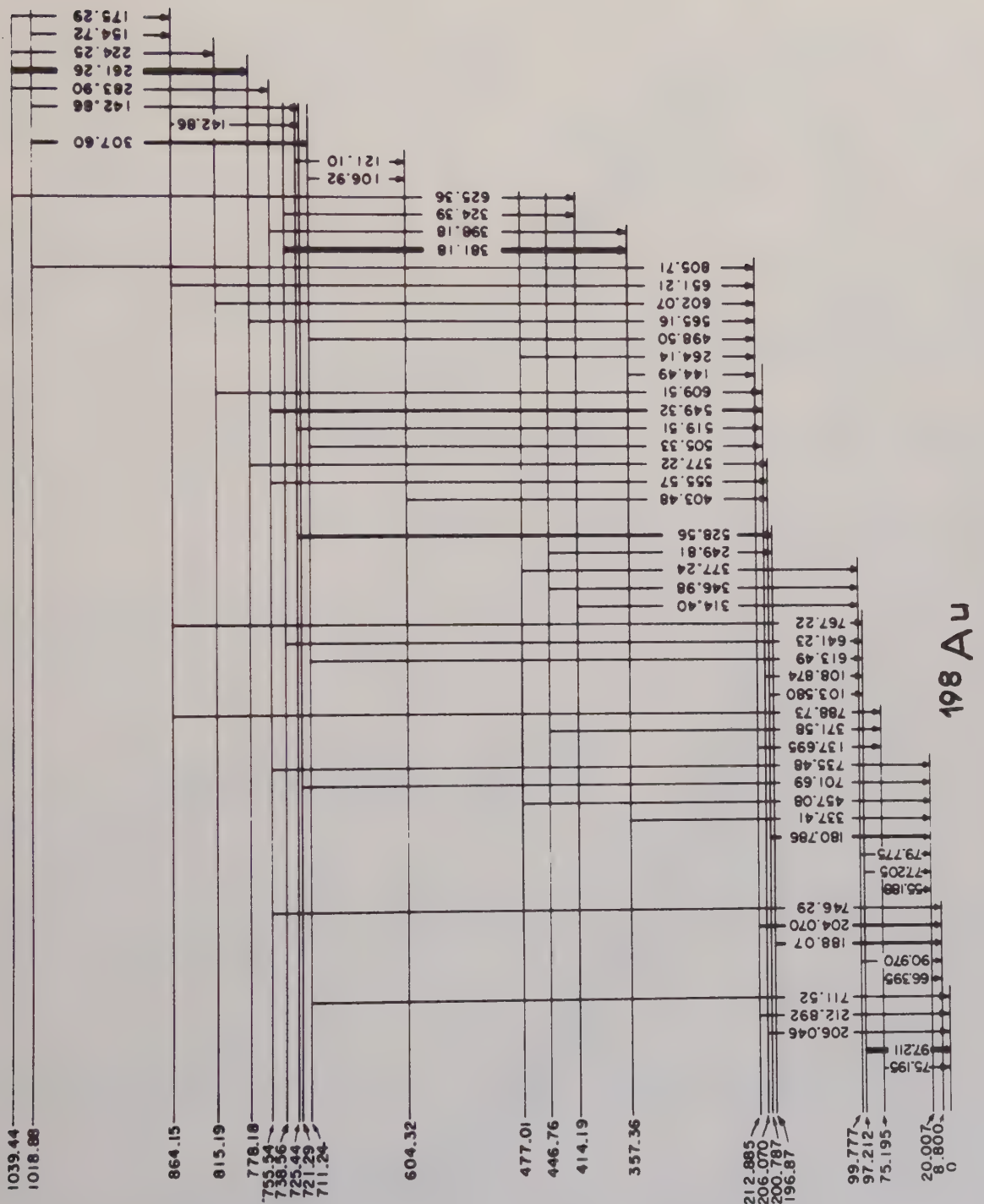


Fig. III.17 : Schéma de niveaux de ^{198}Au.

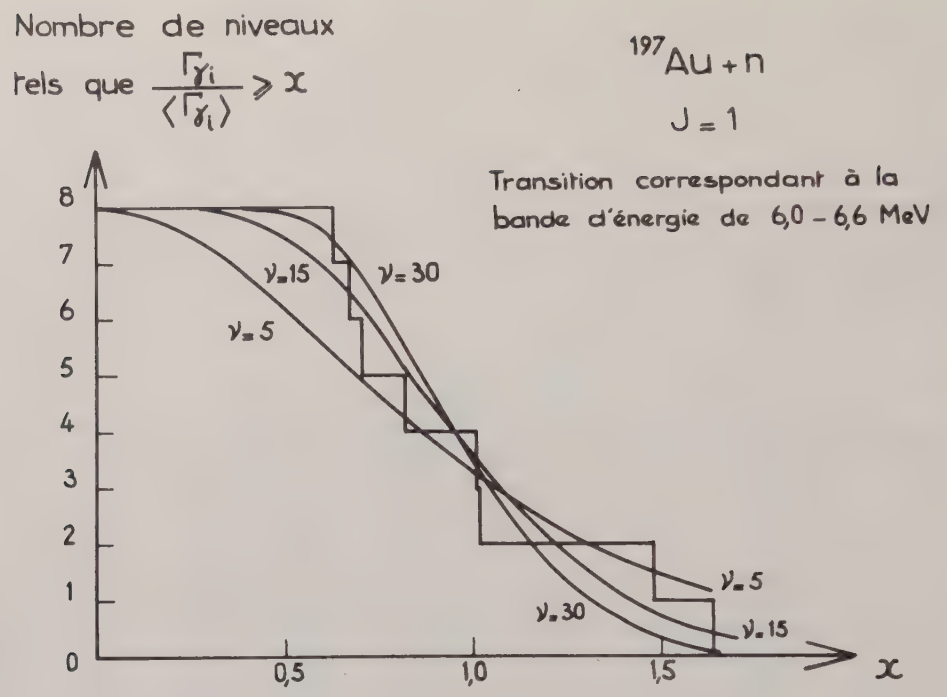


Fig. III.18 : Nombre de niveaux de largeurs radiatives partielles telles que $\Gamma_{\gamma_i} / \langle \Gamma_{\gamma_i} \rangle \geqslant x$ pour la bande d'énergie des rayons γ de 6,0 à 6,6 MeV dans ^{197}Au + n (J = 1).

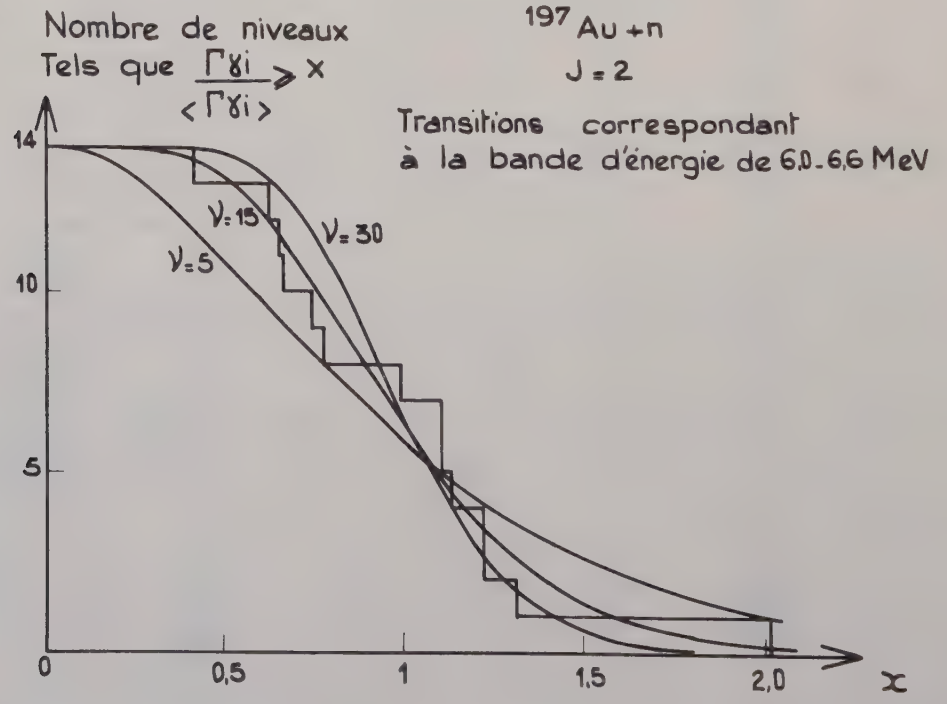


Fig. III.19 : Nombre de niveaux de largeurs radiatives partielles telles que $\Gamma_{\gamma_i} / \langle \Gamma_{\gamma_i} \rangle \geqslant x$ pour la bande d'énergie des rayons γ de 6,0 à 6,6 MeV dans ^{197}Au + n (J = 2).

J = 2 (14 résonances), $\rho = -0{,}320$ soit $\rho_\infty = -0{,}71$ à $+0{,}22$; ρ_∞ étant le coefficient de corrélation pour une population infinie et ayant les limites de confiance à 95 % [III.19]. Ces valeurs de ρ_∞ semblent nous montrer qu'il n'y a aucune corrélation entre la largeur réduite de neutrons et la largeur radiative partielle correspondant au groupe de transitions considérées.

Conclusion

Des trois noyaux considérés, ^{183}W, ^{228}U et ^{197}Au, les résultats les plus significatifs nous paraissent être ceux relatifs à ^{183}W. En effet, pour ce noyau, le schéma de désexcitation est très bien connu dans la région de faible excitation. A part le premier niveau excité 2^+ situé très près de l'état fondamental (111 keV), les autres niveaux 0^+ et 2^+ sont suffisamment éloignés ($\geqslant 900$ keV) de ce dernier, de sorte que la résolution expérimentale est excellente pour cette étude.

Le manque de connaissance des schémas complexes, dans les cas de ^{238}U et ^{197}Au, nous amène à conclure que la valeur de ν trouvée peut correspondre à la somme de n transitions individuelles, car ces transitions sont très proches les unes des autres.

Bien que le nombre de résonances dans le cas de ^{183}W soit restreint (6 résonances), les résultats paraissent néanmoins significatifs. L'interprétation reste difficile, car on s'attendrait plutôt à trouver une corrélation positive. En effet, les deux niveaux considérés (états finals) étant voisins, on pourrait s'attendre à ce que les fonctions d'onde soient très semblables pour ces deux états et la valeur de $\nu = 1$ serait plutôt à prévoir. Si les résultats présentés ici étaient confirmés par un nombre plus important de résonances, une interprétation possible serait celle donnée par Rosenzweig [III.18] dans une publication récente.

Les considérations essentielles de Rosenzweig peuvent être résumées ainsi : à partir de la théorie de Porter et Thomas, la variance relative V^2 pour la distribution d'une seule largeur radiative partielle Γ_{γ_i} est égale à :

$$V^2 = \frac{< \Gamma_{\gamma_i}^2 > - < \Gamma_{\gamma_i} >^2}{< \Gamma_{\gamma_i} >^2} = 2 \qquad \text{(III.16)}$$

et le coefficient de corrélation entre deux largeurs radiatives partielles ne peut être que positif. Si l'on désigne par Δ^2 la variance relative de la somme de n largeurs radiatives partielles, soit $S = \sum_{i=1}^{n} \Gamma_{\gamma_i}$, on a :

$$\Delta^2 = \frac{< S^2 > - < S >^2}{< S >^2} \geqslant \frac{2}{n} \qquad \text{(III.17)}$$

Si ces conclusions s'appliquaient au cas de $^{183}W + n$, on trouverait n de l'ordre de 21, alors que deux transitions (n = 2) sont seulement connues et très probablement seules, comme le laisse présumer les schémas théoriques des niveaux pour de tels noyaux.

Une autre façon d'aborder le problème proposée par Rosenzweig est de rechercher d'autres distributions des états composés permettant un meilleur accord avec l'expérience. La tentative a été effectuée à partir d'une distribution particulière. Les conséquences en sont que les coefficients de corrélation pourront être positifs ou négatifs et que la variance relative V^2 d'une seule largeur radiative partielle est telle que :

$$V^2 \geqslant \frac{2\,(n-1)}{n+2} \qquad \text{(III.18)}$$

Si l'on suppose que le coefficient de corrélation était positif, cela entraîne

$$n \geqslant \frac{V^2}{\Delta^2} = \frac{2\,(n-1)}{\Delta^2\,(n+2)} \qquad \text{(III.19)}$$

Pour le cas du tungstène, n = 2, la valeur de $n \geqslant 6$ obtenue à partir de l'équation (III.19) en prenant la valeur expérimentale de Δ^2 nous conduit à une contradiction. Donc il faut que le coefficient de corrélation soit négatif. Cette valeur négative du coefficient de corrélation entraîne des valeurs de n différentes et en particulier la valeur n = 2 attendue pour le tungstène.

En fait pour établir le bien fondé des hypothèses de Rosenzweig, il serait intéressant de trouver la variance relative V^2 de chacune des deux largeurs radiatives partielles. Elle devrait être plus faible que 2. Remarquons toutefois qu'une valeur faible de V^2 n'entraîne pas une distribution qualitativement différente de celle de Porter et Thomas pour une seule largeur radiative partielle.

Des expériences avec un appareillage plus perfectionné permettraient de tirer des conclusions sur ces phénomènes obscurs de corrélations entre largeurs de réactions. La difficulté majeure est de trouver un échantillonnage statistique suffisant de résonances.

III - QUELQUES APPLICATIONS DE L'EMPLOI DU SPECTRE DES RAYONS γ EMIS APRES CAPTURE DES NEUTRONS DE RESONANCE

Mises à part les études concernant la distribution des largeurs radiatives partielles utilisant des spectres de rayons γ de haute énergie, correspondant aux transitions à l'état fondamental ou aux premiers états excités, que nous venons de traiter, diverses applications de l'utilisation du spectre des rayons γ de capture peuvent être considérées. Dans un prochain chapitre (voir chapitre V), nous traiterons en particulier le problème de l'effet d'interférence entre la capture résonnante et la capture potentielle dans le cas de ^{197}Au, en analysant en énergie certains domaines du spectre des rayons γ émis lors de la capture de neutrons dans la résonance à 4,91 eV. Nous allons, maintenant, présenter brièvement quelques autres applications.

A - Attribution isotopique des résonances pour un même élément

L'attribution isotopique de certaines résonances par l'étude du spectre de rayons γ de capture est rendue possible généralement par l'un des trois procédés suivants :

a) la mise en évidence de transitions radiatives de basse énergie caractéristiques d'un isotope donné ;

b) la présence de transitions radiatives d'énergie suffisamment élevée compatibles seulement avec l'énergie de liaison d'un neutron avec un des isotopes constituant la cible ;

c) l'observation des transitions radiatives de haute énergie caractéristiques d'un isotope donné.

A titre d'illustration, nous allons donner quelques exemples de spectres de rayons γ permettant l'attribution isotopique de certaines résonances par ces trois procédés.

La figure III.20 donne un exemple relatif au néodyme par le premier procédé et la figure III. 21 montre l'allure différente des spectres de basse énergie pour ^{195}Pt et ^{198}Pt.

Il faut noter que la méthode a) ou c) est particulièrement susceptible de distinguer les noyaux composés pairs-pairs des autres, mais pas toujours de distinguer entre deux cas de noyaux composés pairs-paris : dans Nd, on y parvient, dans Pt, ^{196}Pt est le seul noyau composé pair.

La figure III.22 donne les spectres de rayons γ de haute énergie correspondant à la capture de neutrons dans les isotopes de ^{182}W, ^{183}W et ^{186}W dont les énergies de liaison de neutron sont respectivement de 6,18 MeV, 7,42 MeV et 5,3 MeV (deuxième procédé).

Et enfin, la figure III.23 représente le rapport de résonance à résonance de l'intensité des rayons γ d'énergie 6 500 keV ± 300 keV à celle des coïncidences entre des rayons gamme d'énergie 5 000 et 300 keV, les énergies de liaison du neutron incident étant respectivement 7 220 keV pour ^{107}Ag et 6 810 keV pour ^{109}Ag [III.34] (voir fig. III.24). La figure III.23 montre clairement qu'il y a deux régions distinctes, le rapport étant plus élevé pour ^{107}Ag. Les résonances de 144 eV, 173 eV et 202,9 eV non encore attribuées isotopiquement, le sont à ^{107}Ag. Celle de 209 eV est attribuée à ^{109}Ag.

B - Détermination du spin J

Il est bien entendu que nous limitons notre étude de la détermination du spin uniquement à l'analyse des spectres de rayons γ provenant des résonances de neutrons lents sélectionnées par la méthode de temps de vol. Il est clair que les grandes fluctuations en largeurs radiatives partielles

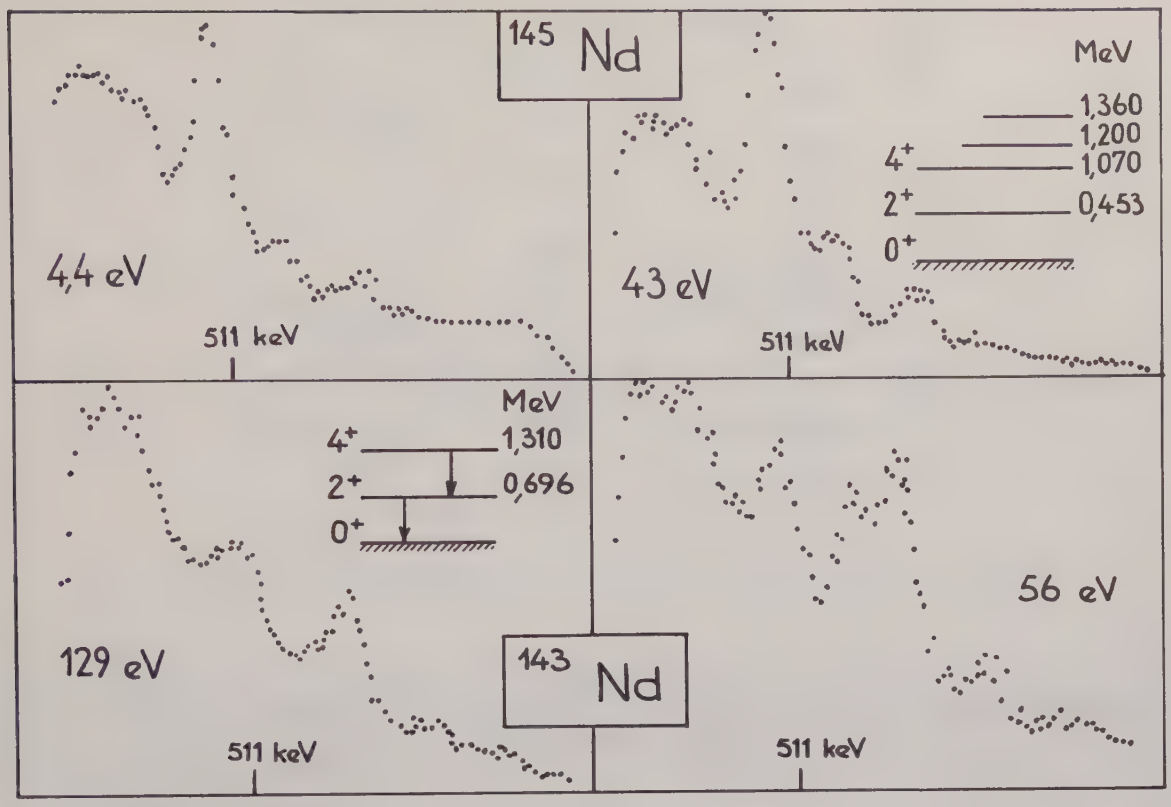


Fig. III.20 : Exemple relatif au néodyme pour attribution isotopique.

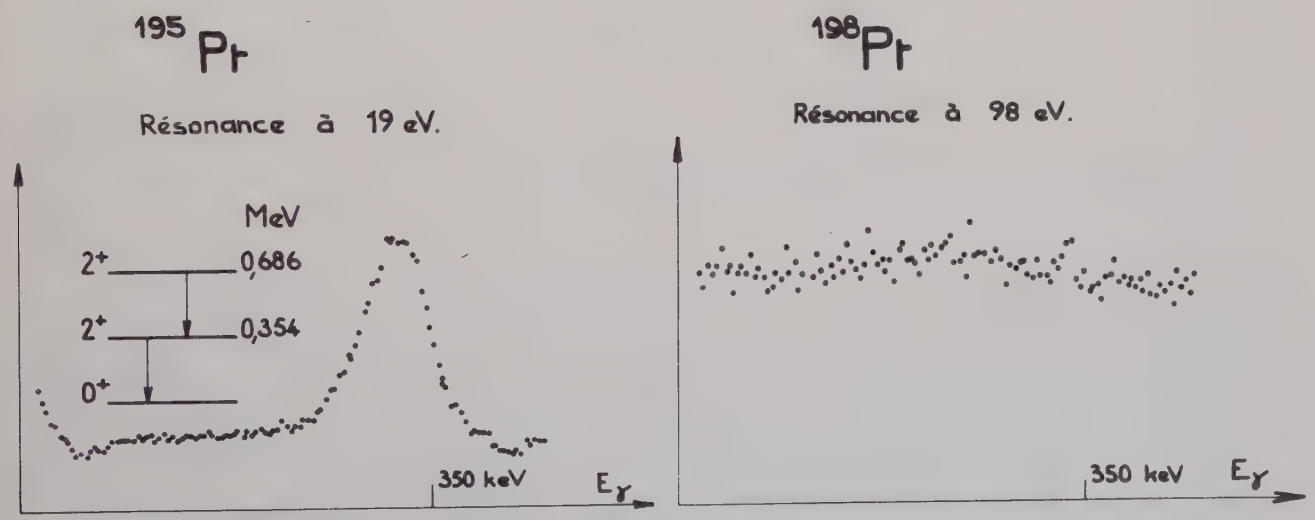


Fig. III.21 : Spectres des rayons γ de basse énergie pour ^{195}Pt et ^{198}Pt.

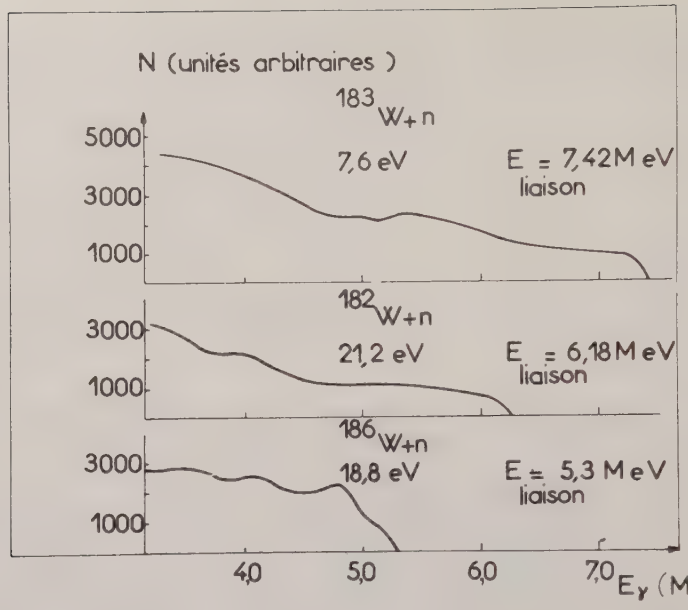


Fig. III.22 : Spectres des rayons γ de haute énergie pour ^{182}W, ^{183}W et ^{186}W.

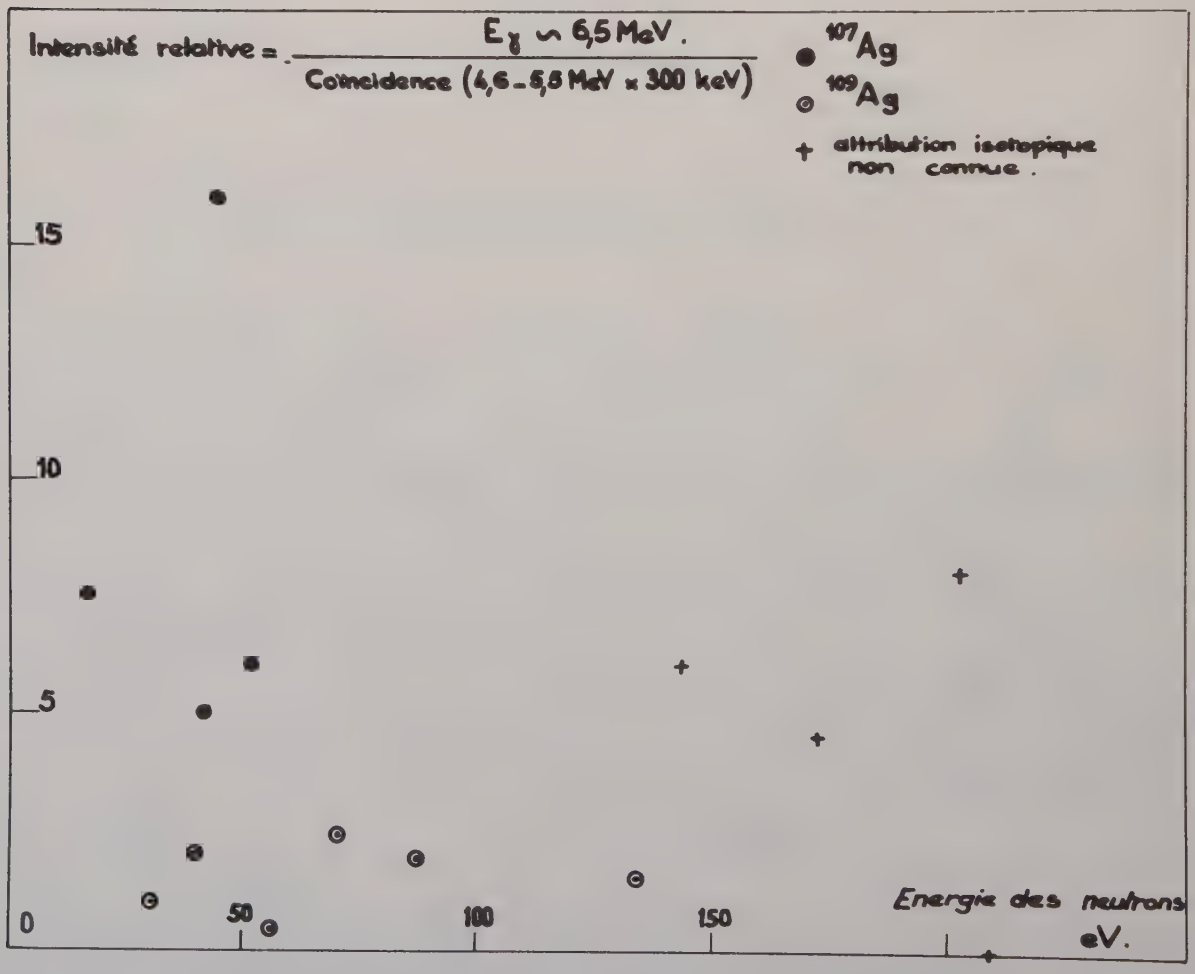


Fig. III.23 : Exemple relatif à l'argent pour attribution isotopique.

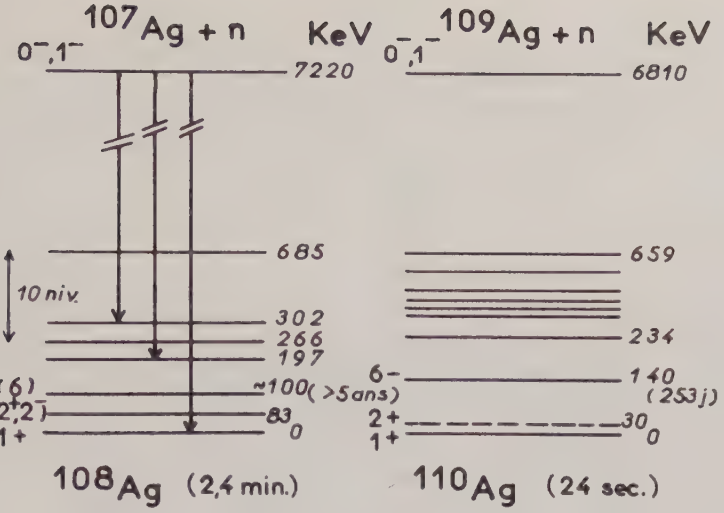


Fig. III.24 : Schémas de niveaux de ^{108}Ag et ^{110}Ag.

(chap. III.2) excluent toute méthode universelle qui permet de choisir entre les deux valeurs possibles de spin J = I ± 1/2 en se basant sur l'observation des intensités des rayons γ primaires seulement. Néanmoins, un test critique est encore possible dans certains cas spéciaux où une transition est permise pour une résonance avec le spin J_1, mais interdite pour l'autre état de spin J_2. Pour cela, deux catégories de noyaux cibles sont à considérer ici :

a) Noyaux cibles pairs-impairs ayant le spin I = 1/2

Comme souligné par Landon et Rae [III.12], l'observation d'une transition à l'état fondamental par la capture radiative dans un noyau cible pair-impair ayant le spin 1/2 montre sans ambiguité que J ≠ 0 pour l'état composé, puisque la transition $0^{\pm} \longrightarrow 0^{+}$ est strictivement interdite. Par contre, un défaut d'observer la transition à l'état fondamental n'implique pas nécessairement que J = 0, puisque la transition, bien que présente, peut simplement être trop faible pour être observable par notre technique de détection. De plus, il est fort probable que toute transition radiative individuelle obéisse à une distribution en χ^2 avec un degré de liberté voisin de 1 ; le nombre de résonances avec des faibles intensités est donc très grand dans ce cas (chap. III.1).

Comme exemples d'application de cette méthode de détermination de spin, nous pouvons citer les cas de ^{183}W + n et de ^{195}Pt + n que nous venons d'étudier à propos de la distribution des probabilités partielles de transition.

Ceci montre bien que l'étude des probabilités partielles de transition a pour objet pratique de déterminer les spins de résonances dans certains noyaux et que les deux études sont étroitement liées.

Les schémas de niveaux pour ^{184}W et ^{196}Pt ont déjà été donnés dans les figures III.11 et III.4 ; ces deux noyaux ont tous les deux un spin 1/2 et une parité négative. Le fait que le premier état excité se trouvant tout près (111 keV) de l'état fondamental dans ^{184}W et les deux premiers états excités (356 et 689 keV) dans ^{196}Pt sont tous de spin 2^+, ne met nullement en cause le principe de détermination de spin, même si des difficultés expérimentales se présentaient pour séparer les rayons γ correspondant aux transitions à ces états excités de ceux correspondant aux transitions à l'état fondamental, puisque les transitions $0^- \longrightarrow 2^+$ correspondent aux transitions M2 qui sont très faibles relativement aux transitions E1 considérées ($1^- \longrightarrow 0^+$ ou $1^- \longrightarrow 2^+$).

Les tableaux III.6(a) et III.6(b) résument les résultats concernant respectivement le cas de ^{195}Pt + n et le cas de ^{183}W + n, avec les mêmes notations que précédemment (voir chap. III.2.A). Les valeurs de J = 0 pour les différentes résonances données dans ces tableaux sont obtenues en combinant les résultats des probabilités partielles de transition avec ceux provenant des autres méthodes, en particulier, la méthode de transmission utilisée pour déterminer les largeurs radiatives totales (voir chap. II.2).

TABLEAU III.6(a)

$^{195}Pt + n$

Energie des neutrons (eV)	N_0 2,0 - 3,0 MeV	N_i 7,92 MeV ($1^- \longrightarrow 0^+$)	N_i 7,56 MeV ($1^- \longrightarrow 2^+$)	N_i 7,23 MeV ($1^- \longrightarrow 2'^+$)	A_0 ($1^- \longrightarrow 0^+$)	A_1 ($1^- \longrightarrow 2^+$)	A_2 ($1^- \longrightarrow 2'^+$)	J
11,8	18686	24490	2580	2540	1,311	0,138	0,136	1
19,4	10330	3660	4090	1370	0,354	0,396	0,133	1
66,9	5680	~0	~0	~0	~0	~0	~0	0
67,5	5630	4506	2555	670	0,801	0,454	0,119	1
111,7	1869	641	778	651	0,343	0,416	0,348	1
119,6	5082	4261	80	2225	0,839	0,016	0,438	1
139,5	3067	563	171	3775	0,184	0,056	1,231	1
149,9	3944	397	337	333	0,101	0,085	0,084	1
154,1	2388	~0	~0	~0	~0	~0	~0	0
188	1560	674	51	1145	0,432	0,033	0,735	1
204	1560	~0	~0	~0	~0	~0	~0	0
222	1520	480	2580	1170	0,316	1,695	0,771	1
253	1525	143	~0	392	0,094	~0	0,257	1
261	1130	~0	~0	~0	~0	~0	~0	0
278,5	706	80	~0	282	0,114	~0	0,395	1
284	1575	1285	452	537	0,815	0,287	0,341	1
302	2160	65	1760	910	0,030	0,814	0,422	1
308	1104	~0	~0	~0	~0	~0	~0	0

TABLEAU III.6(b)

$^{183}W + n$

Energie des neutrons (eV)	N_0 2,3 - 3,3 MeV	N_i 7,3 - 7,8 MeV	$A_0 + A_1$ ($1^- \longrightarrow 0^+$, $1^- \longrightarrow 2^+$)	J
7,62	11937	4066	0,341	1
27,1	17000	3954	0,233	1
40,8	2585	310	0,120	1
46,6	14962	2797	0,187	1
48,1	10292	~0	~0	0
65,7	753	177	0,235	1
100,8	7415	~0	~0	0
144,9	1091	~0	~0	0
155,2	820	~0	~0	0
157,5	2375	540	0,227	1

b) Noyaux cibles pairs-impairs ayant le spin I = 3/2

Dans le cas où la parité du noyau cible est négative, le noyau composé est formé dans un état soit 2^-, soit 1^- ; la transition à l'état fondamental est du type M2 si l'état de capture est 2^-, donc très faible, tandis qu'une transition E1 est possible si l'état de capture est 1^-. Ainsi, on a la même méthode de détermination de spin que la précédente, mais ici il est nécessaire que les premiers états excités soient bien séparés de l'état fondamental. Le spin J = 1 de la résonance à 210 eV de ^{201}Hg a été attribué sur la base d'informations de ce type (voir figs. III.25 et III.26).

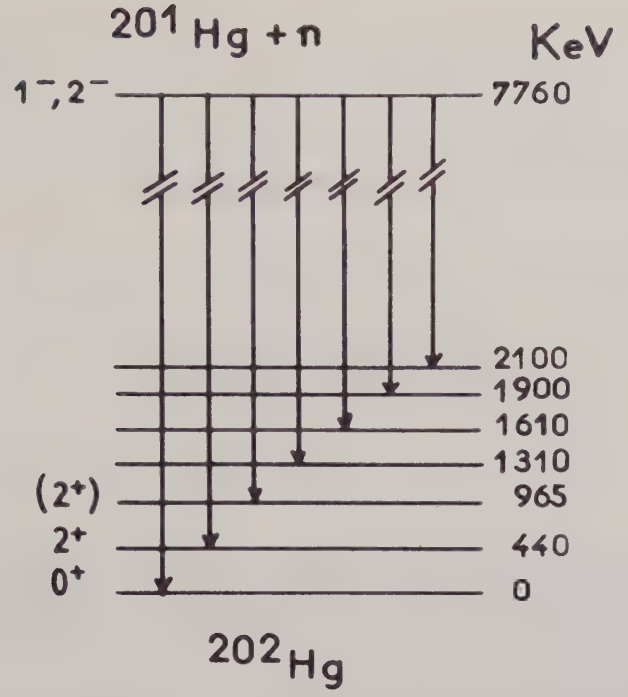


Fig. III.25 : Schéma de niveaux de ^{202}Hg.

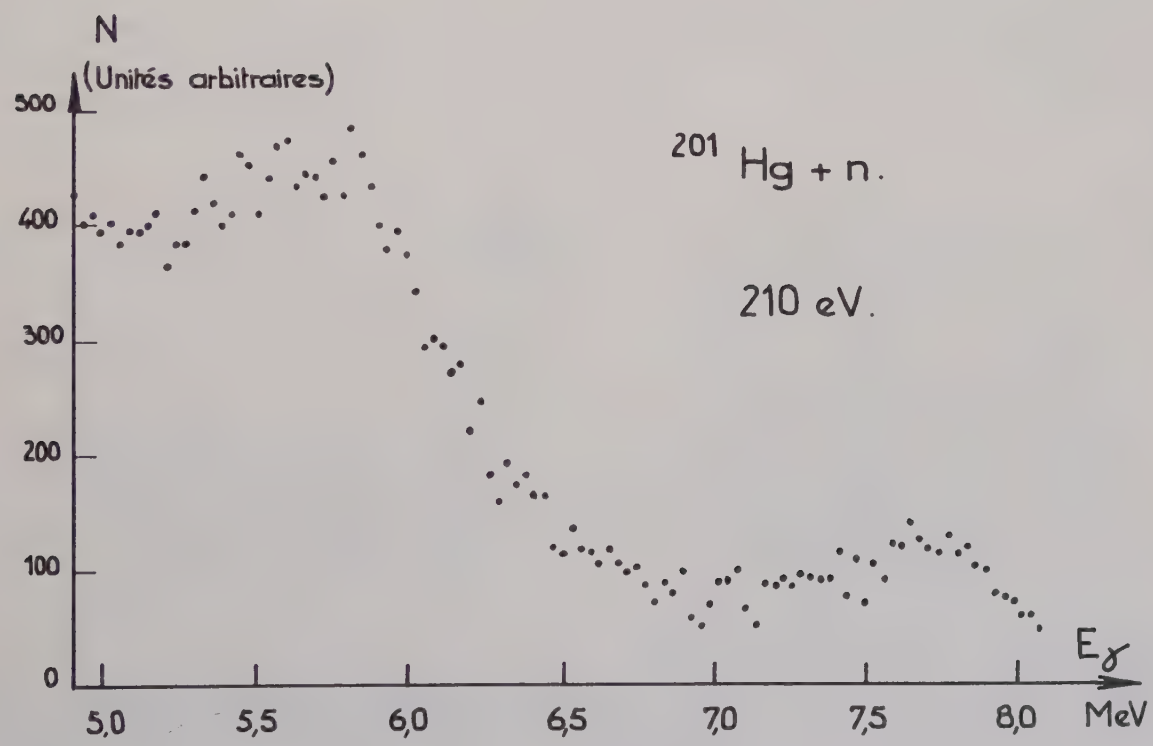


Fig. III.26 : Spectre des rayons γ émis lors de la capture des neutrons dans ^{201}Hg pour la résonance à 210 eV.

Remarque

Un autre type de mesure de rayons γ pour la détermination de spin a été développé récemment par Bollinger et al. [III.35]. Dans leur méthode dite "de cascade à deux étapes", on mesure l'intensité totale de toutes les cascades de rayons γ qui conduisent à l'état fondamental par exactement deux transitions. La méthode est particulièrement utile pour l'attribution de spins aux résonances de noyaux cibles pairs-impairs de parité positive (avec le spin du noyau cible, soit I = 1/2 soit I = 3/2). En effet, l'intensité relative pour une transition à deux étapes conduisant à l'état fondamental 0^+ est trois fois plus grande pour l'état initial 0^+ que pour l'état initial 1^+, ou encore environ deux fois plus grande pour l'état initial 1^+ que pour l'état initial 2^+. Ceci peut être montré facilement de la façon suivante :

L'intensité pour une telle transition à deux étapes, en ne considérant que les transitions E1, est proportionnelle à la quantité P qui peut être écrite sous la forme :

$$P = \int \left(\frac{\Gamma_{ab}}{\Gamma_a}\right) \rho_b \left(\frac{\Gamma_{bc}}{\Gamma_b}\right) dE$$

$$= \frac{1}{\Gamma_a} \int \Gamma_{ab} \left[\left(\rho_b \frac{\Gamma_{bc}}{\Gamma_b}\right)\right] dE \qquad \text{(III.20)}$$

où Γ_{ab} et Γ_{bc} sont les largeurs radiatives partielles pour les transitions des états a à b et b à c, Γ_a et Γ_b sont les largeurs radiatives totales des états a et b, et ρ_b est la densité de niveaux nucléaires à l'état intermédiaire d'énergie E. Dans la seconde forme de l'équation (III.20), nous voyons que l'intensité de transition dépend du moment angulaire total J_a de l'état initial seulement par l'intermédiaire de Γ_{ab}, si l'on admet que Γ_a est indépendant de J_a, comme les facteurs dans le crochet sont identiques pour les deux valeurs de J_a et comme $\Gamma_{ab} \propto \rho_a^{-1} \alpha (2J_a + 1)^{-1}$ d'après Blatt et Weisskopf [III.16], de plus, l'intensité devrait être approximativement constante pour toutes les résonances d'un J donné, puisque plusieurs cascades différentes à deux étapes contribuent à l'intensité. On trouve bien les résultats que nous avons énoncés ci-dessus.

Le tableau III.7 donne un exemple d'application de cette méthode dans le cas de $^{113}Cd + n$ obtenu par Bollinger et al. [III.35].

TABLEAU III.7

$^{113}Cd + n^*$ $\quad I = \frac{1}{2}$

Energie des neutrons (eV)	Intensité relative	J
0,2	100	1
18	83 ± 19	1
64	119 ± 28	1
108	85 ± 18	1
193	272 ± 35	0

* Les résultats donnés dans ce tableau sont pris dans la référence [III.35]

C. Détermination de la parité des résonances

Considérons les noyaux tels que ^{91}Zr, ^{93}Nb et ^{95}Mo situés dans la région immédiate de la résonance géante (pour un nombre de masse A ~ 90) pour la fonction densité de neutrons d'onde p prédite par le modèle optique [III.36]. Dans chacun de ces cas, le noyau cible a une parité positive pour l'état fondamental. De plus, dans les noyaux composés, les niveaux se trouvant à une énergie d'excitation inférieure à ~ 2 MeV des noyaux pairs-pairs ^{92}Zr [III.37,38] ^{94}Nb [III.39] et ^{96}Mo [III.38] ont également une parité positive. Ainsi, pour ces noyaux, la capture de neutrons d'onde p va donner

des états de parité négative qui peuvent se désexciter en émettant les rayons γ du type E1 pour aboutir aux états de faible excitation ou à l'état fondamental, tandis que la capture de neutrons d'onde s va donner des états de parité positive qui doivent émettre des rayons γ du type M1 dans les transitions à ces mêmes états. Donc, dans la mesure où les transitions E1 sont plus intenses que M1, l'intensité des transitions conduisant aux états de faible excitation, pour lesquels la transition dipolaire est permise, va dépendre de la parité du neutron capturé. Pour un noyau avec A = 90, l'évaluation de Blatt et Weisskopf [III.16] du rapport de la largeur partielle moyenne d'une transition E1 à celle d'une transition M1 de même énergie, à partir d'un état du même spin est de 105 (voir chap. IV.1). Donc, il semble que la parité d'une résonance pourrait être établie en comparant les intensités des transitions individuelles aux états de faible excitation de parité positive.

Malheureusement, les transitions individuelles d'une multipolarité donnée montrent de grandes fluctuations de résonances en résonance (chap. III.2). Ces fluctuations sont si grandes que, en dépit de la grande différence dans les valeurs moyennes, il y a chevauchement considérable dans les distributions des deux types de largeurs pour les noyaux de même masse. Donc, dans le cas où les transitions individuelles doivent être considérées, une attribution de parité concluante n'est possible que lorsque l'intensité observée d'une transition est beaucoup trop grande pour être compatible avec la transition M1. D'autre part, si, au lieu de considérer une transition individuelle, on ne peut que mesurer l'intensité totale des transitions conduisant à une bande d'énergie contenant plusieurs niveaux de parité positive, les fluctuations s'élimineront en moyennant sur un grand nombre de niveaux. Alors, les intensités globales seront fortement corrélées avec les parités de résonances, et une détermination de la parité de l'état de capture sera possible, dans ce cas, avec plus d'assurance .

Nous donnons ici deux exemples : un par la méthode de mesure de l'intensité d'une transition individuelle (cas de $^{91}Zr + n$) et l'autre par la mesure de l'intensité globale des transitions (cas de $^{93}Nb + n$).

a) Cas $^{91}Zr + n$

C'est un des cas spéciaux favorables choisi. En effet, le noyau cible ^{91}Zr a un spin 5/2 et une parité positive ; il donne, par capture d'un neutron s, un état du noyau composé ^{92}Zr de parité positive, soit 2^+ soit 3^+, alors que la capture d'un neutron p donne un état de parité négative, soit un des quatre états suivants : 1^-, 2^-, 3^- et 4^-. L'état fondamental de ^{92}Zr étant de spin zéro et de parité positive, on conçoit la possibilité, dans le cas de la capture d'un neutron p, de mettre en évidence une transition intense, de type E1, du niveau de formation jusqu'à l'état fondamental. La figure III.27 donne le schéma de niveaux de ^{92}Zr [III.37] dans lequel nous avons également indiqué les autres possibilités de transitions au premier état excité et à l'état fondamental selon la capture de neutron s ou de neutron p.

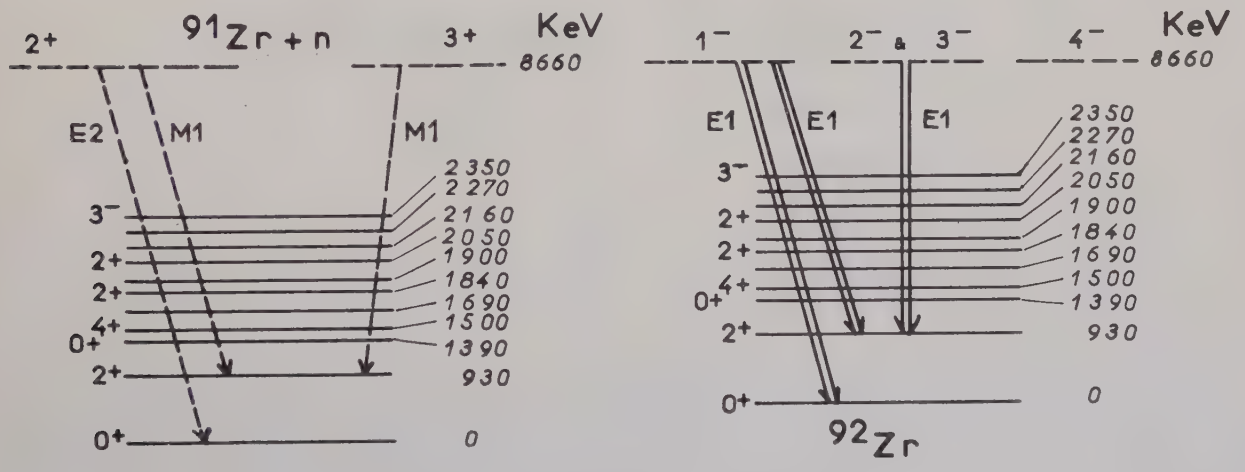


Fig. III.27 : Schéma de niveaux de ^{92}Zr.

Nous avons observé effectivement la transition à l'état fondamental, qui correspond à une énergie de 8,66 MeV, de façon particulièrement nette pour trois résonances aux énergies de neutrons de 1933, 1991 et 4320 eV, elles sont donc attribuées aux neutrons p.

b) Cas $^{93}Nb + n$

Bien que le schéma de niveaux pour ^{94}Nb, noyau impair-impair, soit encore très mal connu, un argument qualitatif de Jackson [III.38] tend à déduire la prédominance des niveaux de parité positive près de l'état fondamental (par un facteur 3). Les résultats récemment obtenus par Sheline et al. et Bhatt et al. [III.39] montrent une dizaine de niveaux de parité positive à une énergie d'excitation inférieure à 820 keV (voir fig. III.28). Ainsi, le cas de $^{93}Nb + n$ constitue un excellent exemple d'application de la détermination de la parité des résonances de neutrons par la mesure de l'intensité globale des transitions à un groupe de plusieurs niveaux de parité positive. (le noyau cible ^{93}Nb ayant un spin 9/2 et une parité positive).

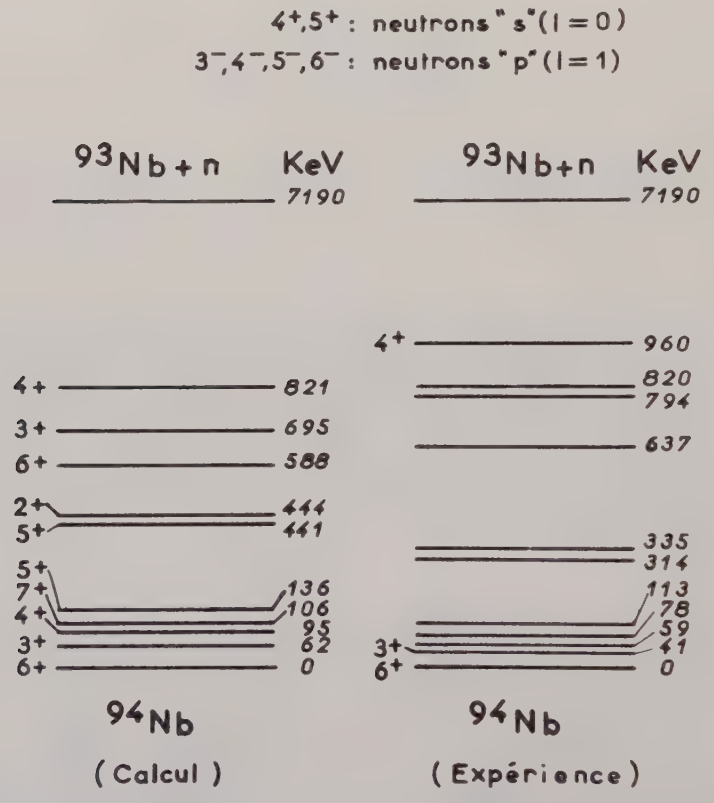


Fig. III.28 : Schéma de niveaux de ^{94}Nb.

Les résultats expérimentaux (voir tableau III.8) que nous obtenons pour les bandes d'énergies de rayons γ de 6,5 à 7,0 MeV et de 7,0 à 7,5 MeV semblent diviser les résonances étudiées en deux groupes, l'un ayant des probabilités partielles de transitions environ deux fois plus élevées que l'autre. Or certaines résonances ont été attribuées avec certitude aux neutrons s par la méthode de transmission [III.40] et, justement, ce sont ces résonances qui ont les plus faibles probabilités partielles de transitions (indiquées dans le tableau III.8). Nous attribuons donc la parité négative au groupe de résonances qui ont des probabilités partielles de transitions plus élevées. Ces résultats sont en parfait accord avec ceux obtenus récemment par notre équipe en utilisant la méthode de transmission [III.41].

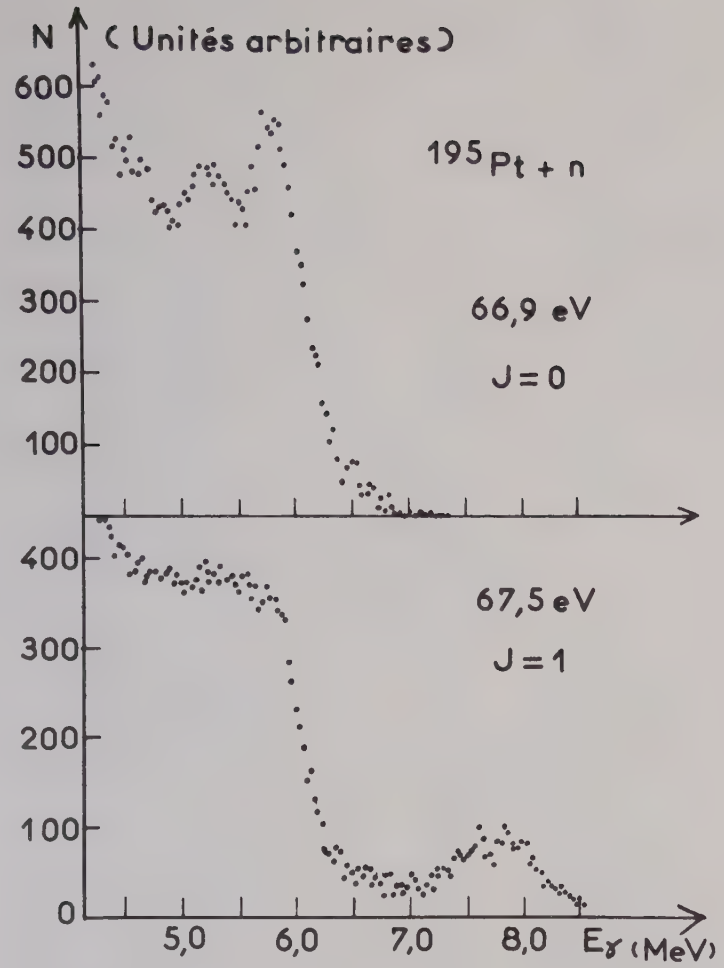


Fig. III.29 : Spectres des rayons γ émis dans ^{195}Pt + n, pour les résonances à 66,9 eV et 67,5 eV.

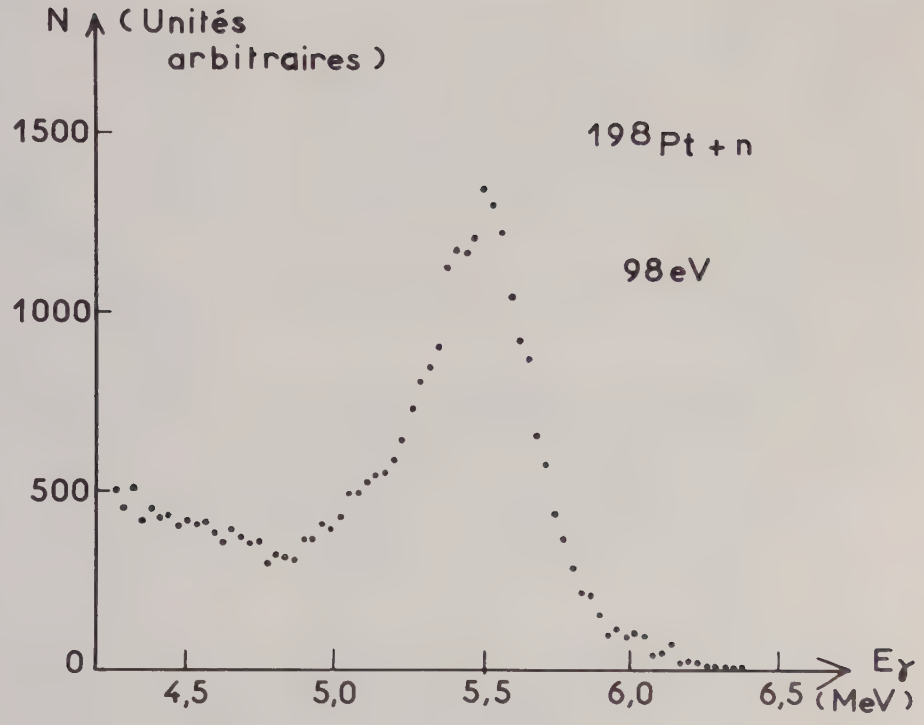


Fig. III.30 : Spectre des rayons γ émis dans ^{198}Pt + n, pour la résonance à 98 eV.

TABLEAU III.8

^{93}Nb + n (I = 9/2 et parité positive)

E_0 (eV)	Probabilité relative de transition		Parité attribuée
	E_γ = 6,5 - 7,0 MeV	E_γ = 7,0 - 7,5 MeV	
35,9	0,560 ± 0,090	0,620 ± 0,090	-
42,2	0,370 ± 0,060	0,320 ± 0,060	-
94,6	0,350 ± 0,060	0,310 ± 0,060	-
106,2	0,140 ± 0,030	0,135 ± 0,030	+
119,4	0,119 ± 0,025	0,119 ± 0,025	+
194,0	0,160 ± 0,030	0,159 ± 0,030	+
244,4	0,485 ± 0,060	0,290 ± 0,060	-
320,5	0,404 ± 0,060	0,294 ± 0,060	-
337	0,177 ± 0,040	0,160 ± 0,035	+
384,4	0,170 ± 0,040	0,116 ± 0,025	+
394,6	0,316 ± 0,060	0,230 ± 0,050	-
463	0,125 ± 0,030	0,140 ± 0,030	+
503,5	0,563 ± 0,090	0,720 ± 0,110	-

D - Possibilité de trouver des niveaux nouveaux

Le cas le plus frappant que nous avons observé est le spectre des rayons γ émis lors de la capture de neutrons dans ^{195}Pt pour la résonance de 66,9 eV (J = 0) (voir fig. III.29). La transition γ intense qui correspond à une énergie de 5,86 MeV semble suggérer qu'un niveau de spin 1 et de parité positive devrait se trouver à une distance de 2,0 MeV environ par rapport à l'état fondamental de ^{196}Pt, si l'on suppose que, seule, la transition intense du type E1 puisse être observée.

De même, le spectre de rayons γ observé dans la résonance à 98 eV de ^{198}Pt présente une raie intense à 5,50 MeV (voir fig. III.30). Bien que l'énergie de liaison de neutron dans le noyau cible ^{198}Pt soit encore très mal connue (soit ~ 5,7 MeV [III.34] soit 5,572 MeV [III.42], nous avons la conviction qu'un niveau de spin 1/2 ou 3/2 et de parité négative se trouve à une faible énergie d'excitation près de l'état fondamental (voir fig. III.31).

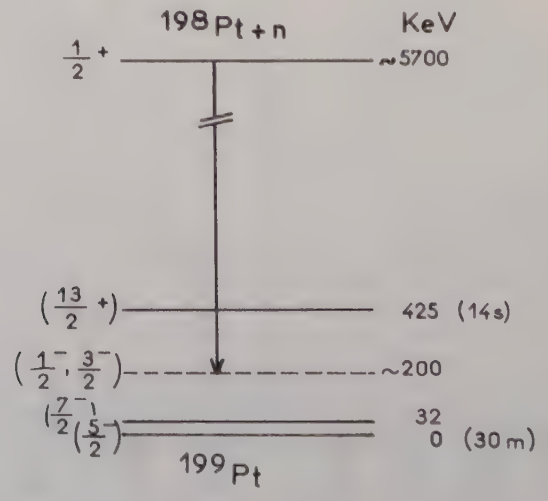


Fig. III.31 : Schéma de niveaux de ^{199}Pt.

E - Observation d'effet d'interférence entre deux résonances pour la capture radiative

En contraste avec la situation pour lès résonances de diffusion, les résonances dues à la capture radiative n'ont montré aucune asymétrie associée aux effets d'interférence. Ceci peut être expliqué par le fait que les effets d'interférence s'éliminent à cause de l'addition d'un très grand nombre de termes d'interférence de signes au hasard. Ainsi, un effet d'interférence associé à la capture radiative ne peut être observable que si l'étude sélectionne une seule voie de désintégration du noyau composé, c'est-à-dire une désintégration par émission d'un rayon γ aboutissant à un niveau d'énergie particulier de ce noyau, ou encore par un très petit nombre de voies de désexcitation.

Jusqu'à présent, un seul cas d'interférence dans la capture radiative de neutrons a été observé expérimentalement par R.E. Coté et L.M. Bollinger [III.43] : ils ont montré, dans le cas de ^{195}Pt + n, que les deux résonances de même spin (J = 1) à 11,8 et 19,4 eV interfèrent lorsque seule la transition à l'état fondamental (énergie de rayons γ correspondante de 7,92 MeV) est mise en jeu. L'expérience consiste à mesurer l'intensité relative des rayons γ correspondant à cette transition individuelle en fonction de l'énergie de neutrons. La figure III.32 montre le résultat de leur mesure. La principale difficulté pour effecteur une telle mesure est évidemment d'isoler une transition γ individuelle dans un spectre extrêmement complexe de rayons γ de capture, ce que nous avons déjà souligné précédemment (chap. III.2.A), et d'avoir un taux de comptage suffisant. Et c'est à cause de cette dernière difficulté que nous n'avons pas effectué de telles expériences. Mais dans un avenir proche, avec le progrès réalisé dans l'intensité de la source de neutrons à Saclay, nous allons entreprendre plusieurs mesures de ce type, en particulier, dans les cas de Gd, Sm, Hf ... etc.

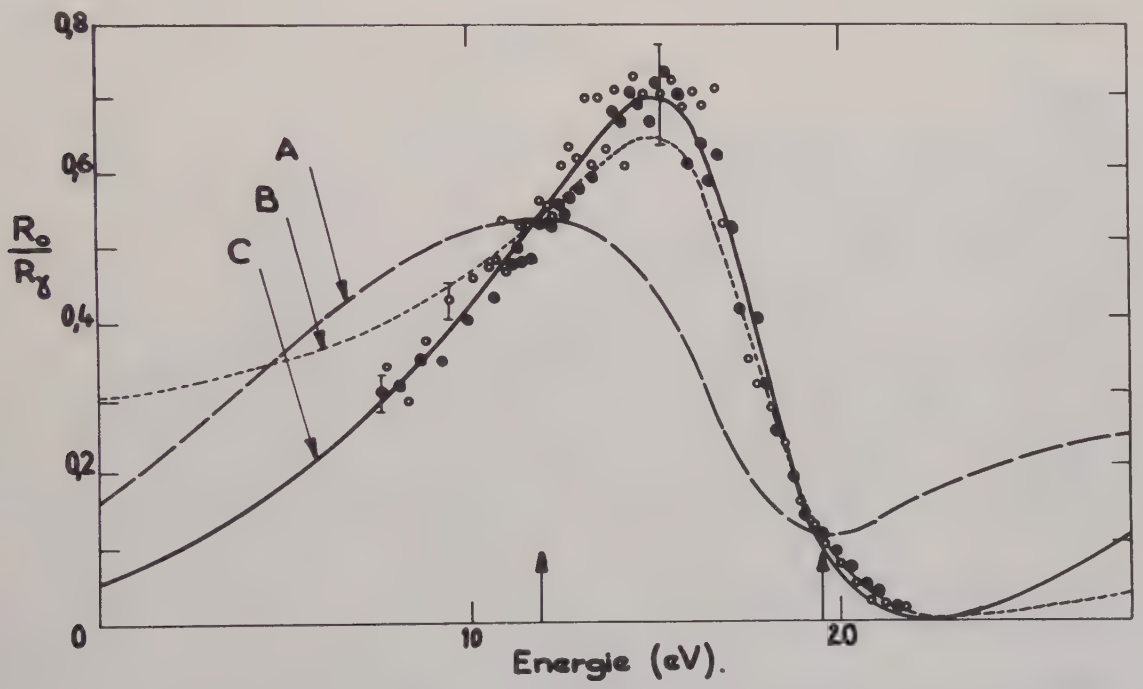


Fig. III.32 : Effet d'interférence relatif à la transition du niveau excité à l'état fondamental pour les deux résonances situées à 11,8 et 19,4 eV dans ^{195}Pt + n.

F - Observation des fortes transitions γ de type M1 dans certaines résonances

En examinant les spectres de rayons γ émis lors de la capture des neutrons de résonance dans différents noyaux, certains présentent des transitions très intenses dont les caractères méritent d'être étudiés avec plus de détails. Par exemple, dans le cas de l'étain, dans les spectres de rayons γ de capture (voir fig. III.33), nous avons observé une transition très intense d'énergie 5,680 ± 0,100 MeV dans la résonance à 62,5 eV de ^{124}Sn, une transition très intense d'énergie 6,560 ± 0,150 MeV dans la résonance à 46 eV de ^{118}Sn et une transition très intense d'énergie 8,280 ± 0,200 MeV dans la résonance à 39 eV de ^{117}Sn.

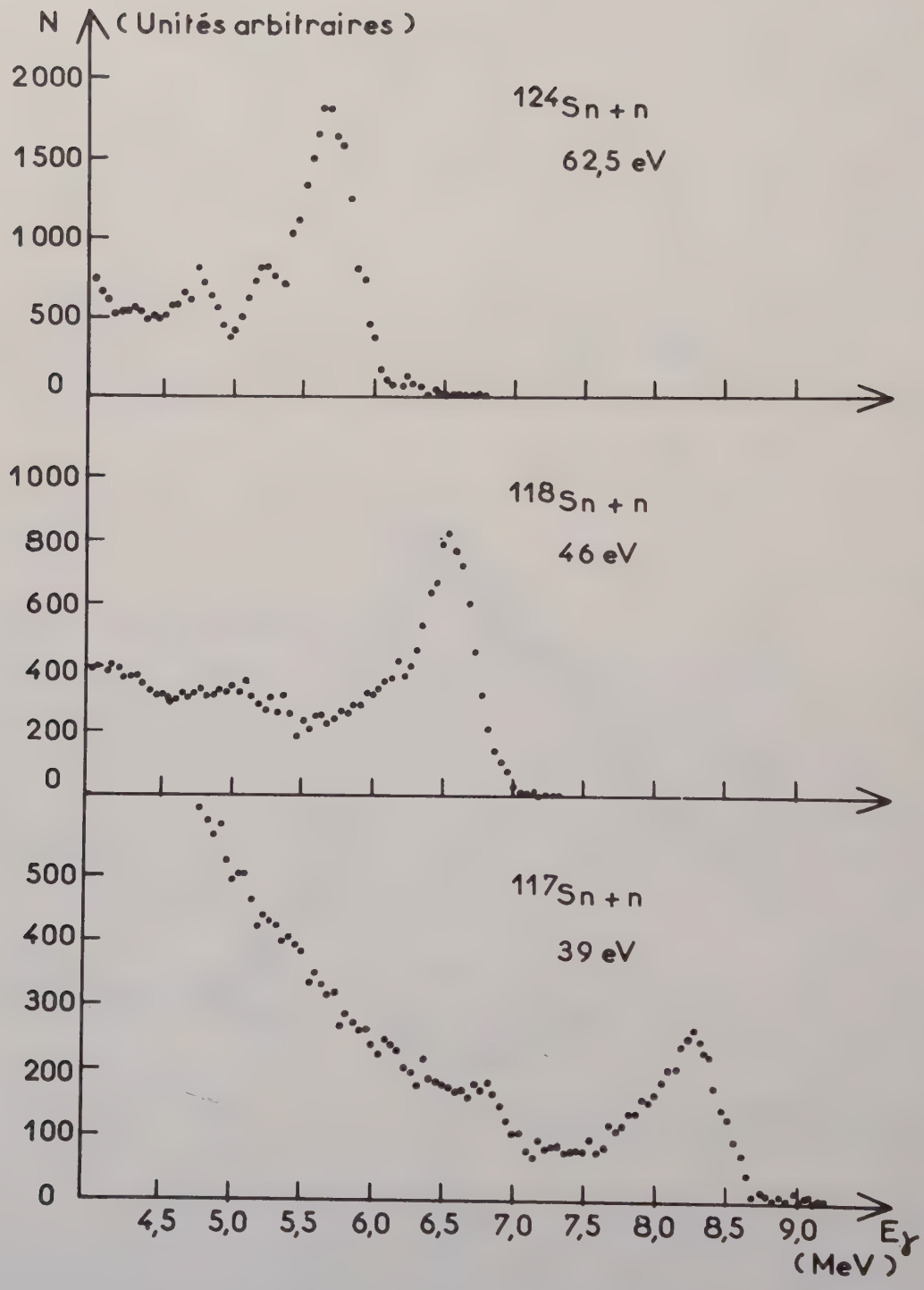


Fig. III.33 : Spectres des rayons γ émis dans ^{124}Sn + n, pour la résonance à 62,5 eV ; dans ^{118}Sn + n, pour la résonance à 46 eV ; et dans ^{117}Sn + n, pour la résonance à 39 eV.

Or, les états de faible excitation pour les noyaux d'étain de A impair de ^{117}Sn à ^{125}Sn ont les spins et les parités $\frac{1^+}{2}$, $\frac{3^+}{2}$ et $\frac{11^-}{2}$ selon les résultats obtenus par Kisslinger et Sorensen [III.44] et par Cohen et Price [III.45]. D'autre part, dans ^{118}Sn, il y a un état excité 2^+ à 1,22 MeV (le spin et la parité du noyau cible ^{117}Sn étant $\frac{1^+}{2}$). Comme les largeurs de neutrons mesurées pour les résonances en question sont beaucoup trop fortes [III.46] pour être compatibles avec des résonances p, l'état de capture pour les noyaux cibles pairs doit être 1/2 + et l'état de capture pour ^{117}Sn + n doit être soit 1^+ soit 0^+. Ainsi, les transitions de haute énergie doivent être de type M1, E2 ou de multipolarité plus élevée dans ces noyaux. Harvey et al. [III.47] ont fait une étude quantitative sur l'intensité de ces transitions (en supposant M1) et ils ont comparé cette intensité appelée $k(M1)_{exp}$ avec celle donnée par l'évaluation théorique de Blatt et Weisskopf, $k(M1)_{B.W}$ (voir chap. IV.1) en prenant D_o = 15 MeV, ils ont trouvé que les rapports $k(M1)_{exp}/k(M1)_{B.W.}$ pour ces transitions sont de l'ordre de 500 ou plus. Les valeurs de $k(M1)_{exp}$ étaient calculées par la relation

$$K(M1)_{exp} = \frac{\nu_\gamma \, \Gamma_\gamma}{E_\gamma^3 \, (D \times 10^{-6})} \qquad \text{(III.21)}$$

où $\nu_\gamma = \Gamma_\gamma (E_\gamma)/\Gamma_\gamma$ avec Γ_γ = 0,110 eV, E_γ en MeV et D en eV.

Ces transitions extrêmement intenses de type M1, dans cette région de masse, semblent fournir une indication sur l'existence d'une résonance géante M1, avec une énergie de résonance de ~ 5,5 MeV et une largeur de ~ 1,5 MeV prédite par Mottelson [III.48]. Cette prédiction a déjà été appliquée par Bergqvist et al. [III.49], pour expliquer les formes des spectres de rayons γ dans cette région de masses.

G - Possibilité de réaliser des expériences de diffusion résonnante des rayons γ de capture

Récemment [III.50 à 53] les rayons γ produits lors de la capture de neutrons ont été utilisés pour étudier la diffusion élastique nucléaire des photons d'énergies au-dessous du seuil de l'émission de particule. Ces photons étaient produits par les neutrons thermiques d'un réacteur nucléaire. Une diffusion résonnante est possible, lorsque par chance, une raie de rayons γ de capture dont l'énergie est très proche de celle d'un niveau dans le noyau cible (correction étant faite pour le recul du noyau). L'intensité d'une telle interaction résonnante dépend de la séparation entre la raie γ et le niveau résonnant, δ et les largeurs radiatives totale et partielle, Γ_γ et Γ_{γ_i}, de ce niveau. Des informations concernant ces paramètres (δ, Γ_γ et Γ_{γ_i}) peuvent être déduites en faisant varier la température des noyaux cibles [III.51,52]. D'autre part, la variation directe de la séparation d'énergie entre la raie γ et le niveau nucléaire pourrait donner des informations supplémentaires sur ces niveaux résonnants. Une des méthodes pour réaliser cette variation directe de δ est d'utiliser les neutrons épithermiques sélectionnés par la technique du temps de vol et analysés par un sélecteur multidimensionnel, l'énergie de recul due au neutron causant un changement d'énergie correspondant des photons.

Pour étudier la structure fine de la diffusion résonnante des photons, l'intérêt de cette méthode, en utilisant les rayons γ de capture, est évidente, car on dispose une haute résolution de l'ordre de quelques eV pour les rayons γ de 6 – 10 MeV, les méthodes habituelles [III.54,55] de production de rayons γ ne donnant qu'une résolution de ~ 100 keV.

L'étude de la diffusion résonnante des photons étant hors du cadre de notre présent travail, nous ne développerons pas ici les calculs concernant la détermination des différents paramètres. Néanmoins, les dispositifs expérimentaux pour réaliser une telle expérience sont pratiquement les mêmes que ceux utilisés pour notre étude sur les largeurs radiatives partielles, nous avons donc entrepris une tentative de mesure en utilisant un écran de Hg (voir les schémas de désexcitation des figures IV.4.5.6) comme source et un diffuseur de Pb comme cible avec les neutrons d'énergies de 20 à 50 eV environ. Malheureusement, notre protection contre le bruit de fond s'étant révélée insuffisante, il n'est pas possible de tirer des conclusions positives à partir des résultats obtenus.

Conclusion

Parmi les diverses applications de l'emploi du spectre des rayons γ émis après capture des neutrons de résonance, nos résultats expérimentaux les plus notables présentés ici sont sans doute

obtenus dans le domaine de la détermination du spin, en particulier, dans les cas de $^{195}Pt + n$ et de $^{183}W + n$. Ceci a permis d'entreprendre les études de la distribution des largeurs radiatives partielles pour ces deux noyaux, à propos desquelles des conclusions intéressantes ont pu être tirées.

En ce qui concerne la détermination de la parité des résonances, le cas de $^{93}Nb + n$ constitue un exemple typique de nos résultats. Ceux-ci montrent que les spectres de rayons γ sont différents pour la capture de neutrons du type "s" ($l = 0$) ou du type "p" ($l = 1$).

D'autre part, nous avons observé un certain nombre de transitions intenses dans différents noyaux (^{195}Pt, ^{198}Pt, ^{117}Sn, ^{118}Sn et ^{124}Sn), grâce auxquelles des niveaux nouveaux ou la nature de ces transitions (du type M1) ont été suggérés ou identifiés.

CHAPITRE IV

LARGEURS RADIATIVES TOTALES

1 - EVALUATION THEORIQUE DES VALEURS DE Γ_γ

La probabilité totale de désexcitation radiative d'un noyau composé est proportionnelle à Γ_γ, la largeur radiative totale, laquelle est la somme de toutes les largeurs radiatives partielles, Γ_{γ_i}, correspondant aux rayons γ primaires :

$$\Gamma_\gamma = \sum_i \Gamma_{\gamma_i} \tag{IV.1}$$

Blatt et Weisskopf [IV.1] ont établi la théorie de cette émission d'un rayon γ à partir du modèle à particule indépendante. Ils ont calculé les largeurs radiatives pour les rayons γ de différentes multipolarités. Nous donnons ici les largeurs radiatives pour les rayons γ du type dipolaire électrique E1, du type dipolaire magnétique M1 et du type quadrupolaire électrique E2, d'énergie E_γ, émis dans les transitions à partir de l'état de capture. Elles peuvent être écrites sous les formes approximatives suivantes :

$$\Gamma_{\gamma_i}(E1) = 0,11\ E_\gamma^3 A^{2/3}\ D/D_0 \tag{IV.2}$$

$$\Gamma_{\gamma_i}(M1) = 0,021\ E_\gamma^3 D/D_0 \tag{IV.3}$$

$$\Gamma_{\gamma_i}(E2) = 1,2 \times 10^{-7} E_\gamma^5 A^{4/3}\ D/D_0 \tag{IV.4}$$

où D est l'espacement de niveaux à l'énergie de séparation, de même spin et de même parité que l'état de capture. D_0 est l'espacement de niveaux du modèle à particule indépendante, pour lequel le calcul de l'émission γ est fait, et A est le nombre de masse. E_γ, D et D_0 sont exprimés en MeV et Γ_{γ_i} en eV.

Les constantes numériques dans les équations (IV.2) et (IV.4) dépendent du rayon nucléaire, supposé égal à $1,5 \times 10^{-13}\ A^{1/3}$ cm.

Dans la plupart des cas, une transition assez intense qui peut être observée est du type E1. Si toutes les transitions individuelles (supposées très nombreuses) sont indépendantes, c'est-à-dire, non corrélées, la largeur radiative totale (en ne tenant compte que des transitions E1) peut s'exprimer à l'aide de la relation suivante :

$$\Gamma_\gamma = \frac{3}{4} \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{R}{\hbar c}\right)^2 \frac{D(U)}{D_0} \int_0^U \frac{E_\gamma^3\, dE}{D(E)} \tag{IV.5}$$

où e = charge élémentaire,

$\hbar$ = $h/2\pi$ = constante de Planck rationnalisée,

c = vitesse de la lumière,

R = rayon de la charge nucléaire,

U = énergie d'excitation effective du niveau initial (l'énergie de paire δ étant déduite),

$E = U - E_\gamma$ = énergie du niveau atteint par la transition (état final),

$D(U)$ = espacement des niveaux de même spin et de même parité que le niveau initial (correspondant à la résonance considérée),

D_0 = espacement des niveaux du modèle à particule indépendante pour lequel le calcul de l'émission γ est fait,

$D(E)$ = espacement des niveaux dont le spin et la parité se déduisent de ceux du niveau initial par transition E1.

On constate que les largeurs radiatives totales décroissent lentement lorsque le nombre de masse croît de ~ 500 meV près de A = 50 à ~ 30 meV près de A = 240 avec des pics distincts se produisant pour les noyaux précédant juste les couches complètes [IV.2], [IV.3]. Divers essais pour rendre compte de cette allure ont été effectués. Le calcul le plus détaillé est celui de Cameron [IV.4] qui utilise l'expression (IV.5), dérivée de la théorie de Blatt et Weisskopf, mais emploie pour formule d'espacement de niveaux celle de Newton [IV.5]. Cette dernière tient compte des effets de structure en couches et prédit les espacements de niveaux nucléaires avec un facteur moyen d'erreur égal à 3. Elle est donnée par la formule suivante, pour U > 1 MeV :

$$D_{(eV)} = \frac{1}{2J+1} A^{5/3} (2\bar{J}_N + 1)^{1/2} (2\bar{j}_z + 1)^{1/2} (U + bU^{1/2})^2 \exp\left[10,258 - \frac{3U^{1/2}}{b}\right] \qquad (IV.6)$$

dans laquelle :

U = énergie d'excitation effective, exprimée en MeV ;

$U = E_B - \delta$ avec E_B = énergie d'excitation vraie

δ = énergie de paire

et :

$$b = \frac{5,97\ A^{1/3}}{(\bar{J}_N + \bar{J}_z + 1)^{1/2}}$$

avec $\bar{J}_N$ et $\bar{J}_z$ = moyenne des moments angulaires totaux des états de particules indépendantes (neutron ou proton) se trouvant près du niveau de Fermi du gaz nucléaire.

Γ_γ est alors donné par la relation suivante, avec une bonne approximation, pour U > 2 MeV:

$$\Gamma_{\gamma(MeV)} = 5,2\ A^{2/3} b^4 \left[1 + \frac{2b}{U^{1/2}}\right]\left[U^2 - \frac{10}{3} bU^{3/2} + 5b^2 U - \frac{35}{9} b^3 U^{1/2} + \frac{35}{27} b^4\right] \qquad (IV.7)$$

Pour A > 70, cette formule rend assez bien compte des variations de Γ_γ en fonction du nombre de masse.

Le coefficient numérique 5,2 dans la formule (IV.7) est celui qui s'accorde le mieux à l'ensemble des résultats expérimentaux. Il correspond à un espacement, D_0 = 45 MeV (au lieu de D_0 = 0,5 MeV [IV.1] ou D_0 = 15 MeV [IV.2]. D_0 perd donc sa signification physique pour devenir un simple paramètre.

La formule (IV.7) donne une estimation assez bonne des largeurs radiatives totales excepté pour les noyaux ayant de grands espacements de niveaux et qui peuvent se désexciter par les transitions dipolaires électriques à l'état fondamental ou aux premiers états excités.

2 - RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

A - Considérations générales

L'allure générale de la variation de Γ_γ en fonction du nombre de masse A est représentée dans la figure IV.1(a), dans laquelle les largeurs radiatives totales sont calculées à partir de l'équation

(IV.7) pour une série de noyaux aux énergies d'excitation correspondant aux énergies de liaison de neutron. Les points dans la figure IV.1(a) sont classés selon le type du noyau cible car, en général, les énergies d'excitation effectives sont un peu différentes pour la capture de neutron dans les noyaux impair-impair, A impair ou pair-pair. En effet, comme nous l'avons indiqué dans le paragraphe précédent, l'énergie d'excitation effective U est égale à l'énergie de liaison du neutron moins l'énergie de paire δ. Pour $A > 40$, $\delta = 0$; $1,68 - 0,0042\ A$; et $3,36 - 0,084\ A$; respectivement pour les noyaux composés impair-impair, A impair et pair-pair (δ étant exprimé en MeV) [IV.4].

Les valeurs expérimentales de Γ_γ pour les différents noyaux, obtenues en prenant, pour chaque noyau, la valeur moyenne des Γ_γ des résonances individuelles sont résumées dans le tableau IV. 1.

TABLEAU IV.1

N* représente le nombre de résonances contribuées à la détermination de Γ_γ

Noyaux cibles	J	Γ_γ (meV)	N*	Références
^{56}Fe	1/2	673 ± 74	1	[IV.16]
^{63}Cu	2	550 ± 65	1	Saclay
^{65}Cu	1 ou 2	240 ± 25	1	Saclay
^{64}Zn	1/2	280 ± 20	1	Saclay
^{68}Zn	1/2	160 ± 15	1	Saclay
^{69}Ga	2	240 ± 60	1	Saclay
^{71}Ga	2	350 ± 100	1	Saclay
^{75}As	1 et 2	320 ± 30	9	Saclay
^{77}Se	0	280 ± 110	1	Saclay
	1	440 ± 65	1	Saclay
^{79}Br	1 et 2	300 ± 30	6	Saclay
^{87}Sr		205 ± 20	1	[IV.6]
^{93}Nb	$l = 0$	150 ± 30	6	Saclay
	$l = 1$	230 ± 50	8	Saclay
^{95}Mo	2 ou 3	145 ± 15	2	Saclay
^{96}Mo	1/2	60 ± 20	1	Saclay
^{97}Mo	2 ou 3	150 ± 10	1	Saclay
^{103}Rh		158 ± 10	2	[IV.17]
^{107}Ag	0 et 1	134 ± 12	3	[IV.18]
^{109}Ag	0 et 1	136 ± 14	7	[IV.18]
^{113}Cd	1	113 ± 5	1	[IV.6]
^{117}Sn		106 ± 25	1	[IV.6]
^{121}Sb		90 ± 4	3	[IV.19]
^{123}Sb		58 ± 10	1	[IV.19]
^{123}Te	1	104 ± 3	1	[IV.6]
^{133}Cs		115 ± 20	1	[IV.6]
^{135}Ba	1 et 2	100 ± 10	3	Saclay
^{139}La		105 ± 15	1	Saclay
^{141}Pr	2 et 3	85 ± 10	3	Saclay
^{143}Nd	3 et 4	68 ± 20	3	Saclay

Noyaux cibles	J	Γ_γ (meV)	N*	Références
^{145}Nd	3 et 4	65 ± 15	4	Saclay
^{149}Sm	4	63 ± 1	1	[IV.6]
^{151}Eu	3	91 ± 9	3	[IV.6]
^{153}Eu		97 ± 10	6	[IV.6]
^{155}Gd	1 et 2	111 ± 4	2	[IV.6]
^{165}Ho		66 ± 13	1	[IV.6]
^{169}Tm	0 et 1	80 ± 15	6	Saclay
^{177}Hf		63 ± 5	2	[IV.6]
^{181}Ta	3 et 4	59 ± 6	26	[IV.6]
^{183}W	1	75 ± 7	2	[IV.20]
^{195}Pt	0	90 ± 30	3	Saclay
	1	130 ± 15	7	Saclay
^{197}Au	1	131 ± 10	6	Saclay
	2	127 ± 10	12	Saclay
^{198}Hg	1/2	140 ± 30	5	Saclay
^{199}Hg	1	320 ± 50	4	Saclay
	0	200 ± 50	3	Saclay
^{201}Hg	2	300 ± 50	3	Saclay
	1	450 ± 60	4	Saclay

Les noyaux cibles étudiés sont :

^{63}Cu, ^{65}Cu, ^{64}Zn, ^{68}Zn, ^{69}Ga, ^{71}Ga, ^{75}As, ^{77}Se, ^{79}Br, ^{91}Zr, ^{93}Nb, ^{135}Ba, ^{139}La, ^{141}Pr, ^{143}Nd, ^{145}Nd, ^{169}Tm, ^{195}Pt, ^{197}Au, ^{198}Hg, ^{199}Hg et ^{201}Hg, etc.

En portant ces valeurs expérimentales de Γ_γ dans la figure IV.1(b) dans laquelle nous avons tracé la courbe donnant l'allure générale de la variation de Γ_γ, pour les noyaux cibles A impair, déduite des valeurs calculées de la figure IV.1(a), plusieurs remarques méritent d'être soulignées :

a) Le comportement général de la courbe théorique (l'allure décroissante de Γ_γ en fonction du nombre de masse A croissant) s'accorde assez bien avec les points expérimentaux ; en particulier, la brusque augmentation de Γ_γ dans la région de A ~ 200 (un pic près de la couche saturée de 126 neutrons) est très bien observée.

b) Les résultats expérimentaux ne révèlent aucun pic se trouvant autour de A = 135 (près de la couche saturée de 82 neutrons). Les valeurs expérimentales de Γ_γ = 100 ± 10 meV pour ^{135}Ba + n, de Γ_γ = 115 ± 20 meV pour ^{133}Cs + n [IV.6], et de Γ_γ = 105 ± 15 meV pour ^{139}La + n, infirment l'existence de ce pic.

c) Comme souligné par Brink [IV.7], pour un système de niveaux complètement statistique, c'est-à-dire, lorsque la densité de niveaux nucléaires est proportionnelle à 2J + 1, et si beaucoup d'états finals contribuent à l'intégrale dans l'équation (IV.5), la présence du rapport D(U)/D(E) dans (IV.5) a pour effet de rendre Γ_γ indépendant du spin J. Ceci semble être confirmé par les valeurs expérimentales de Γ_γ dans le cas de ^{197}Au + n, où nous obtenons $< \Gamma_\gamma >$ = 131 ± 10 meV pour J = 1 et $< \Gamma_\gamma >$ = 127 ± 10 meV pour J = 2 (voir le tableau IV.2). Le schéma de niveaux de ^{198}Au pour les états de faible excitation est donné dans la figure III.17.

d) Dans le cas particulier d'un schéma de désexcitation "non statistique" où la densité de niveaux est faible et quand un ou plusieurs rayons γ sont prédominants pour une des deux valeurs de J, mais interdits pour l'autre valeur de J, Γ_γ peut être différent suivant la valeur

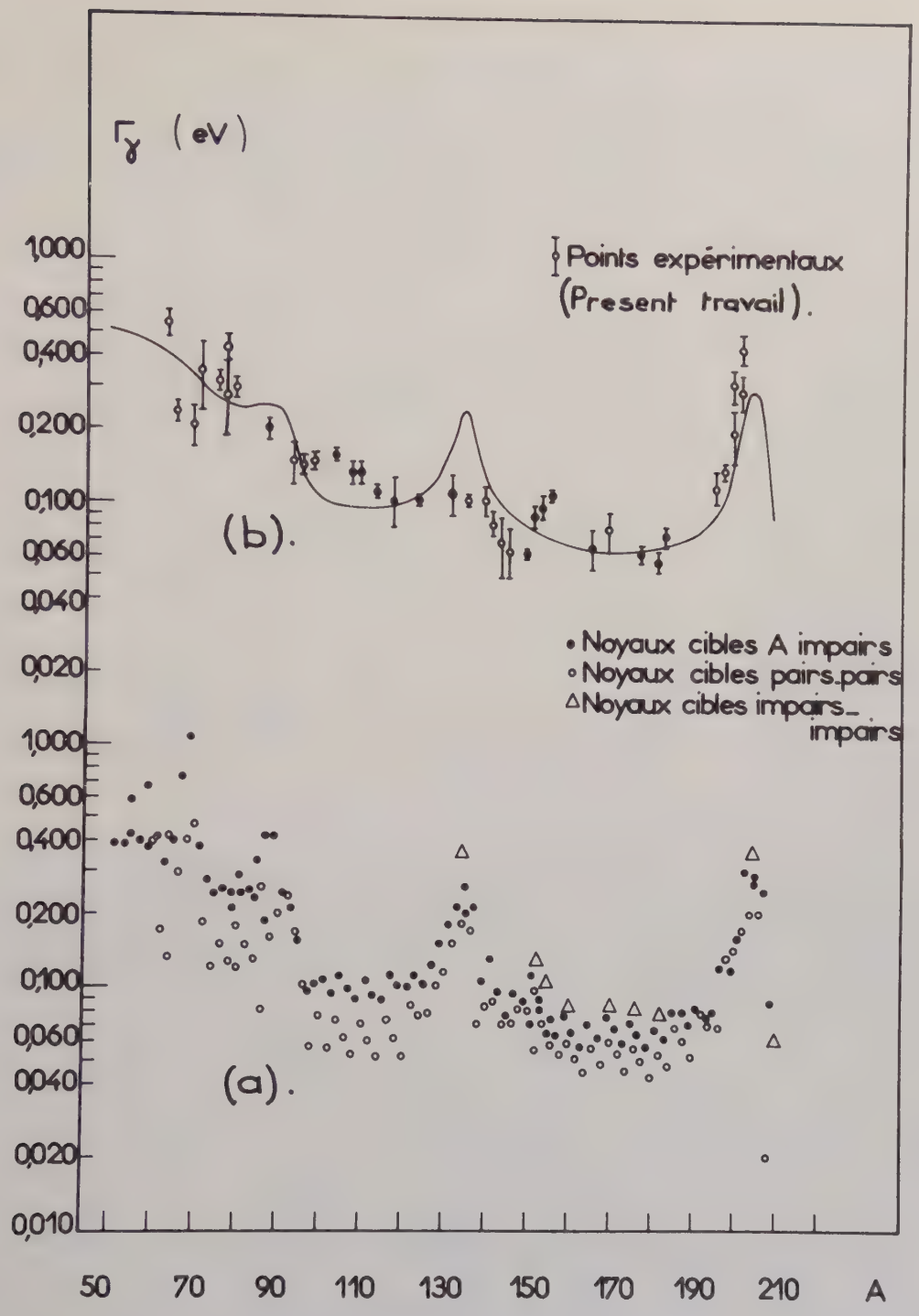


Fig. IV.1 : a) Variation de Γ_γ en fonction du nombre de masse A (calculée). b) Variation de Γ_γ en fonction du nombre de masse A (expérimentale).

du spin du noyau considéré. D'autre part, selon l'expression de Γ_γ donnée par l'équation (IV.5), en ne tenant compte que des transitions du type dipolaire électrique, on voit que la présence de l'exposant 3 dans E_γ^3 (E_γ étant l'énergie de rayon γ émis) favorise les transitions E1 à l'état fondamental ou aux premiers états excités si elles sont possibles.

TABLEAU IV - 2

$^{197}Au + n$

J = 1	
E_0(eV)	Γ_γ(meV)
162,9	135 ± 12
189,9	126 ± 12
261,9	124 ± 17
330,3	138 ± 17
440,2	135 ± 40
489,7	130 ± 21
548,5	120 ± 20
580,8	115 ± 27
624,6	135 ± 45
695,7	165 ± 90
759,9	154 ± 60
773,8	126 ± 60
961,2	150 ± 35

J = 2			
E_0 (eV)	Γ_γ(meV)	E_0(eV)	Γ_γ(meV)
4,91	124 *	579	150 ± 45
60,25	145 ± 12	602,8	160 ± 30
151,2	119 ± 10	617,2	160 ± 25
240,3	103,± 12	628,2	130 ± 40
293,1	108 ± 30	638,7	150 ± 45
329	134 ± 13	699,0	144 ± 90
355,1	140 ± 20	715,6	145 ± 35
370,7	122 ± 21	784,3	150 ± 30
381,5	119 ± 21	796	150 ± 30
450,9	126 ± 20	819,5	150 ± 45
477,3	150 ± 45	825	165 ± 65
493,8	136 ± 17	932,4	150 ± 55
534	125 ± 15	984,2	150 ± 45
		988,5	170 ± 60
		995,4	150 ± 65

* Valeur prise dans la référence [IV.12]

On peut citer, par exemple, le cas de $^{77}Se + n$. Dans ce noyau, nous avons observé de fortes transitions du type dipolaire électrique, E1, d'énergies d'environ 10 MeV, qui correspondent aux transitions de l'état de capture 1^- à l'état fondamental 0^+ et au 1er état excité 2^+ (voir fig. IV.2) dans la résonance à 339 eV. La valeur de Γ_γ tirée de cette résonance (J = 1) donne Γ_γ = 440 ± 65 meV, tandis que la valeur de Γ_γ tirée de la résonance (J = 0) à 209 eV donne plutôt Γ_γ = 280 ± 110 meV.

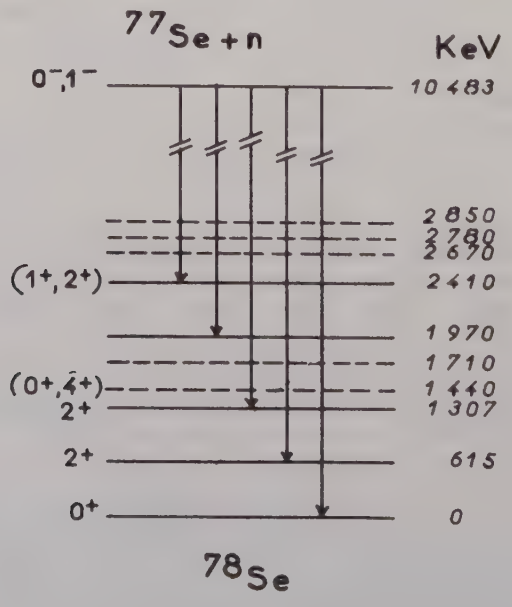


Fig. IV.2 : Schéma de niveaux de ^{78}Se.

Un autre exemple peut être donné dans le cas de $^{195}Pt + n$, quoique moins typique ; ce noyau fournirait une indication que la valeur de $< \Gamma_\gamma >$ pour J = 1 est légèrement différente de celle pour J = 0 (voir tableau IV.3). En effet, la valeur de $< \Gamma_\gamma >$ = 130 ± 15 meV pour J = 1 est environ 1,4 fois celle de $< \Gamma_\gamma >$ = 90 ± 30 meV pour J = 0, les transitions à l'état fondamental et aux premiers états excités de ^{196}Pt étant interdites ou très faibles (négligeables) pour les résonances ayant J = 0 (voir le schéma de niveaux dans la figure III.4).

TABLEAU IV.3

$^{195}Pt + n$

J = 0	
E_0 (eV)	Γ_γ (meV)
66,9	88 ± 32
154,1	80 ± 50
204	119 ± 30
308	100 ± 40

J = 1	
E_0 (eV)	Γ_γ (meV)
11,8	112 ± 7
19,4	100 ± 8
67,5	173 ± 40
112	129 ± 15
120	110 ± 27
140	103 ± 18
150	160 ± 35
188	132 ± 15
222	160 ± 22
253	128 ± 30
284	186 ± 50

Vu les erreurs associées à ces valeurs de Γ_γ, il est évidemment imprudent d'invoquer la différence de Γ_γ suivant l'état de spin dans ^{195}Pt, néanmoins, la valeur de Γ_γ mesurée dans les doublets à 66,9 eV (J = 0) et 67,5 eV (J = 1) et à 149,9 eV (J = 1) et 154,1 eV (J = 0) apparaît pour chacun des doublets sensiblement moitié dans la résonance de spin 0 de sa valeur dans la résonance de spin 1. Le fait que, pour chacun des doublets en question, les résonances ont le même minimum de transmission et des valeurs de spin différentes entraîne, comme les grandeurs $g\Gamma_n$ et Γ sont sensiblement égales, une forte différence dans les valeurs de Γ_γ. Ceci apporte donc une confirmation que la valeur de $< \Gamma_\gamma >$ pour J = 1 est légèrement supérieure à la valeur de $< \Gamma_\gamma >$ pour J = 0 mentionnée ci-dessus.

e) Dans les cas où les niveaux de faible excitation ont une seule parité prépondérante, celle-ci peut faire augmenter la valeur de Γ_γ si cette parité est opposée à celle du niveau de capture (état initial) ou diminuer la valeur de Γ_γ si la parité est la même ; en effet, dans ce dernier cas, les transitions seraient de type M1, E2,..., qui sont en général beaucoup plus faibles que les transitions E1.

Un exemple typique peut être donné dans le cas de $^{93}Nb + n$. Le schéma de niveaux (voir fig. III.28) de ^{94}Nb nous montre que les dix premiers niveaux ont tous la parité positive [IV.8], le spin et la parité du noyau cible étant 9/2 +, l'état de capture aura la parité positive ou la parité négative suivant que le neutron incident est du type "s" (ℓ = 0) ou du type "p" (ℓ = 1). Ainsi, on s'attendrait à une différence des valeurs de Γ_γ entre ces deux types de neutrons. Effectivement, nous trouvons expérimentalement que la valeur de Γ_γ serait de l'ordre de 150 meV pour les résonances "s" et 230 meV pour les résonances "p" (voir tableau IV.4).

Nous n'insistons pas sur la discussion concernant l'interprétation de ce phénomène, car elle constitue un objet d'étude ailleurs [IV.9]. Nous voulons juste rappeler ici que l'étude des spectres de rayons γ de capture de haute énergie, dans le cas de $^{93}Nb + n$, (voir chapitre III.3-C), semble indiquer que les transitions de haute énergie sont favorisées pour les résonances "p", donc corrélées avec la parité de l'état de capture.

TABLEAU IV.4

^{93}Nb + n

l = 0	
E_0(eV)	Γ_γ(meV)
105,8	170 ± 40
119	136 ± 20
193	145 ± 30
335,4	163 ± 30
378,3	167 ± 40
460,3	162 ± 35
935,4	140 ± 90
1149,2	145 ± 65
1393,3	171 ± 60

l = 1	
E_0 (eV)	Γ_γ(meV)
35,9	250 ± 50
42,2	200 ± 50
94,3	200 ± 50
184,3	250 ± 50
244	262 ± 50
319	220 ± 50
392	200 ± 30
500,9	225 ± 50

f) Toutes les remarques précédentes, sauf e), ne concernent que les neutrons du type "s". Quant aux neutrons "p", on n'en connaît pas encore grand chose, mais on doit également s'attendre à trouver des valeurs de Γ_γ différentes suivant la valeur du spin des résonances "p" si certaine valeur de spin est favorisée par la configuration des niveaux ou au contraire si certaine valeur de spin est défavorisée.

B - Fluctuation des largeurs radiatives totales de résonance à résonance

Excepté pour quelques noyaux particuliers [IV. 10,11,12,13,14,15], les largeurs radiatives totales des résonances d'un noyau ne varient pas beaucoup de résonance à résonance. Cette quasi-constance, ou cette étroite distribution, semble raisonnable puisque la largeur radiative totale Γ_γ est, en général, composée de beaucoup de largeurs radiatives partielles, Γ_{γ_i}. Si ces largeurs partielles ne sont pas corrélées et suivent chacune une distribution en χ^2 avec le nombre de degré de liberté voisin de 1 (voir chapitre III.2), la largeur radiative totale pourrait suivre une distribution en χ^2 avec le nombre de degrés de liberté égal à $\nu' = n\nu$, où n est le nombre total de largeurs partielles, ceci suppose que toutes les largeurs radiatives partielles ont la même valeur moyenne $< \Gamma_{\gamma_i} >$. Dans le cas général où les $< \Gamma_{\gamma_i} >$ ne sont pas nécessairement égaux, la distribution est plutôt compliquée, mais tout ce que nous avons à considérer est la valeur moyenne de Γ_γ et sa variance ; pour toute valeur de ν, elles sont respectivement :

$$< \Gamma_\gamma > = \sum_{i=1}^{n} < \Gamma_{\gamma_i} > \qquad \text{(IV.8)}$$

et :

$$< (\Gamma_\gamma - < \Gamma_\gamma >)^2 > \equiv < \Gamma_\gamma^2 > - < \Gamma_\gamma >^2 = \left(\frac{2}{\nu}\right) \sum_{i=1}^{n} < \Gamma_{\gamma_i} >^2 \qquad \text{(IV.9)}$$

Dans le cas où tous les $< \Gamma_{\gamma_i} >$ sont identiques, l'équation (IV.9) peut s'écrire sous la forme de :

$$V^2 = \frac{< \Gamma_\gamma^2 > - < \Gamma_\gamma >^2}{< \Gamma_\gamma >^2} = < \left(\frac{\Gamma_\gamma}{< \Gamma_\gamma >}\right)^2 - 1 > = \left(\frac{2}{\nu'}\right) \qquad \text{(IV.10)}$$

où V est la variance relative.

Ces équations montrent également que, dans le cas général, la distribution sera d'autant plus étroite que le nombre de largeurs partielles sera plus grand.

De ces considérations, on peut concevoir que si un nombre restreint de largeurs radiatives partielles, constitue un pourcentage important de la grandeur Γ_γ, une fluctuation de Γ_γ est possible de résonance à résonance, la distribution en χ^2 correspondant à ces transitions privilégiées ayant un nombre de degrés de liberté voisin du nombre de ces dernières. D'autre part, comme nous avons déjà souligné précédemment, la présence de l'exposant 3 dans E_γ^3 dans l'équation (IV.5) favorise les transitions E1 à l'état fondamental et aux premiers états excités si elles sont possibles. Ainsi, l'observation des fortes transitions de hautes énergies dans les spectres de rayon γ de capture donnerait une présomption que les largeurs radiatives totales pourraient fluctuer de résonance à résonance dans ces noyaux.

Les cas de ^{56}Fe, ^{63}Cu, ^{77}Se fourniraient les exemples de ce type, malheureusement, dans chacun de ces noyaux, le nombre de résonances disponible est trop faible (une ou deux résonances) et il serait difficile de tirer une conclusion valable.

Le cas le plus typique observé jusqu'à ce jour est sûrement le cas du mercure (^{198}Hg, ^{199}Hg et ^{201}Hg) ; le nombre de résonances disponibles dans chacun de ces isotopes, quoique encore faible, constitue néanmoins un exemple éclatant de la fluctuation de Γ_γ de résonance à résonance dû aux différences en intensité des transitions de hautes énergies.

Un autre cas qui pourrait être pris comme exemple, mais à un degré de fluctuation beaucoup moins élevé, c'est celui de ^{195}Pt, que nous avons déjà évoqué lors de la discussion de l'influence du spin sur Γ_γ.

Nous allons maintenant étudier respectivement ces deux cas (Hg et Pt) :

a) Cas du mercure

Ecrivons la relation suivante, donnant la valeur de Γ_γ :

$$\Gamma_\gamma = \sum_{i=1}^{6} \Gamma_{\gamma i} + \sum_{i=7}^{n} \Gamma_{\gamma_i} \qquad \text{(IV.11)}$$

Les six transitions intenses de hautes énergies, qui aboutissent à l'état fondamental et aux premiers états excités des noyaux composés, constituent la partie fluctuante de Γ_γ (désignons-la, par $\sum_1$) ; elle est caractérisée par une distribution en χ^2 avec le nombre de degrés de liberté sensiblement égal à 6, tandis que la partie non fluctuante $\sum_{i=7}^{n} \Gamma_{\gamma_i}$ (désignons-la, par $\sum_0$), elle est caractérisée par une distribution en χ^2 avec un nombre de degrés de liberté très grand. On peut schématiser l'ensemble de ces deux distirubutions comme l'indique la figure IV.3. Ainsi, la fluctuation de Γ_γ ne serait notable que lorsque $\sum_1$ n'est pas négligeable devant $\sum_0$.

Prenons le cas de ^{201}Hg, la valeur moyenne de $\sum_1$ est environ 0,3 à 0,5 de la valeur de $\sum_0$; en effet, la valeur expérimentale de $\sum_0$ est de l'ordre de 300 meV et celle de $\sum_1$ est de l'ordre de 150 meV, donc il serait possible d'observer la fluctuation de Γ_γ avec une précision suffisante.

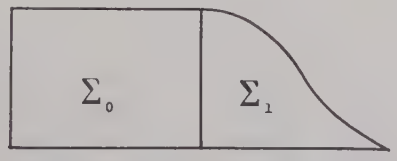


Fig. IV.3 : Forme schématique des deux parties d'une distribution de Γ_γ.

Les valeurs de Γ_γ obtenues sont résumées dans les tableaux IV.5,6 et 7, respectivement pour ^{198}Hg + n, ^{199}Hg + n et ^{201}Hg + n. Les schémas de niveaux pour ces trois noyaux et les spectres de rayons γ de hautes énergies pour les résonances de ^{198}Hg à 23 et 90 eV ; pour les résonances de ^{199}Hg à 33,5, 129 et 175 eV et pour les résonances de ^{201}Hg à 43,71 et 210 eV sont respectivement montrés dans les figures IV.4, 5 et 6.

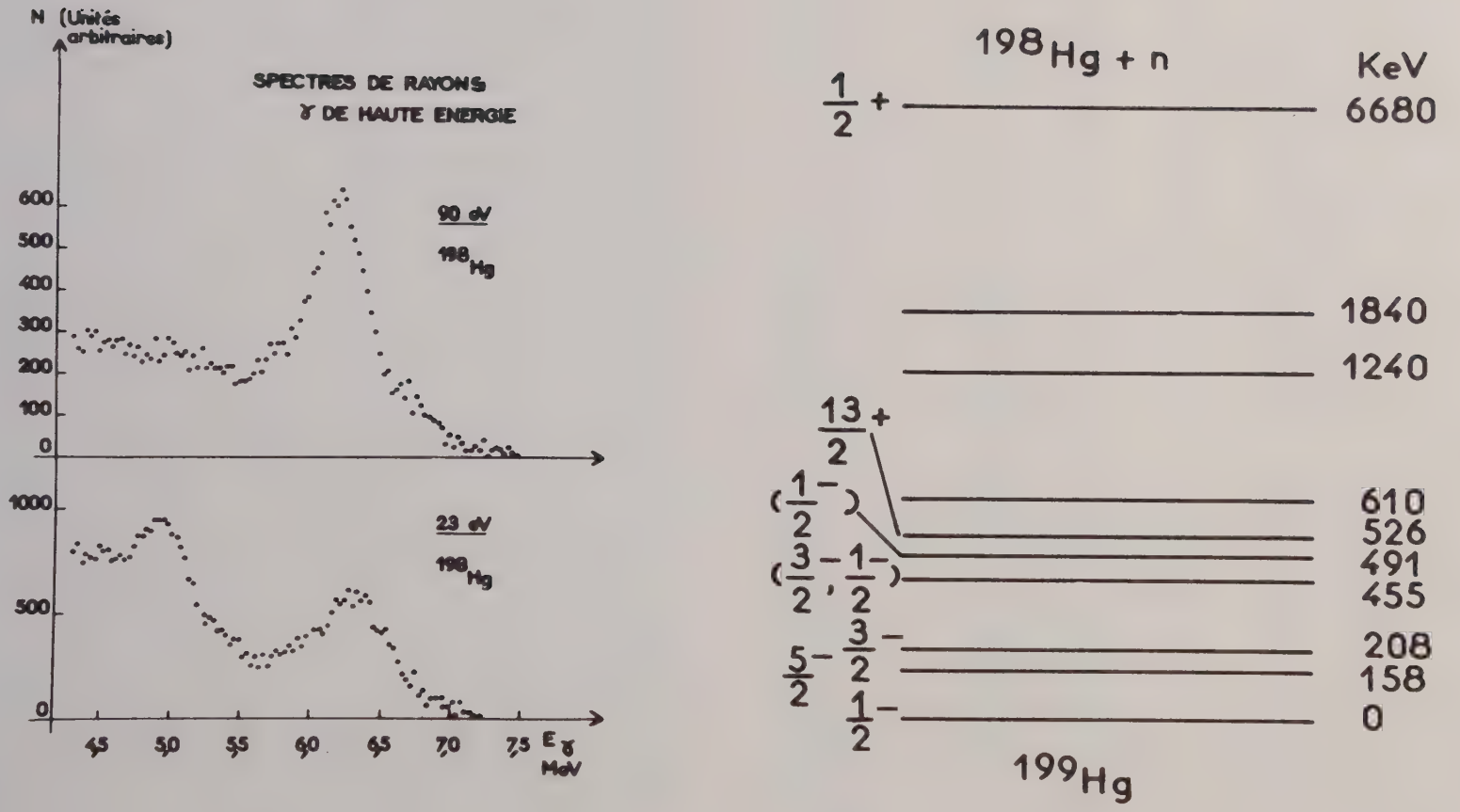
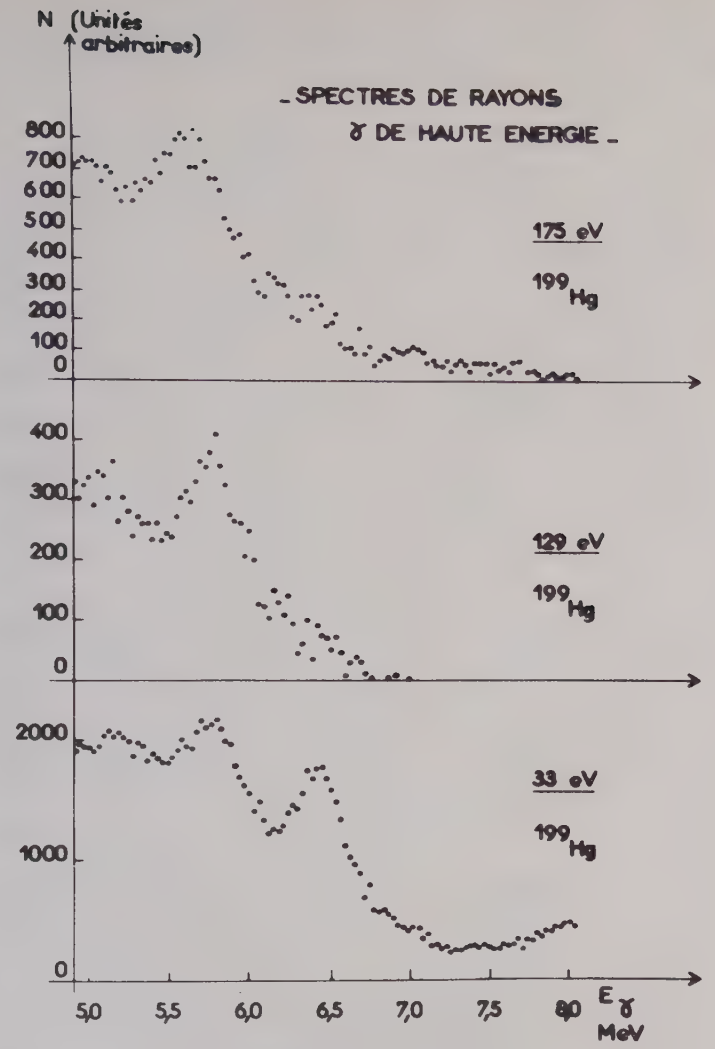


Fig. IV.4 : Schéma de niveaux de ^{199}Hg et spectres de rayons γ émis après capture des neutrons pour les résonances à 23 eV et 90 eV.



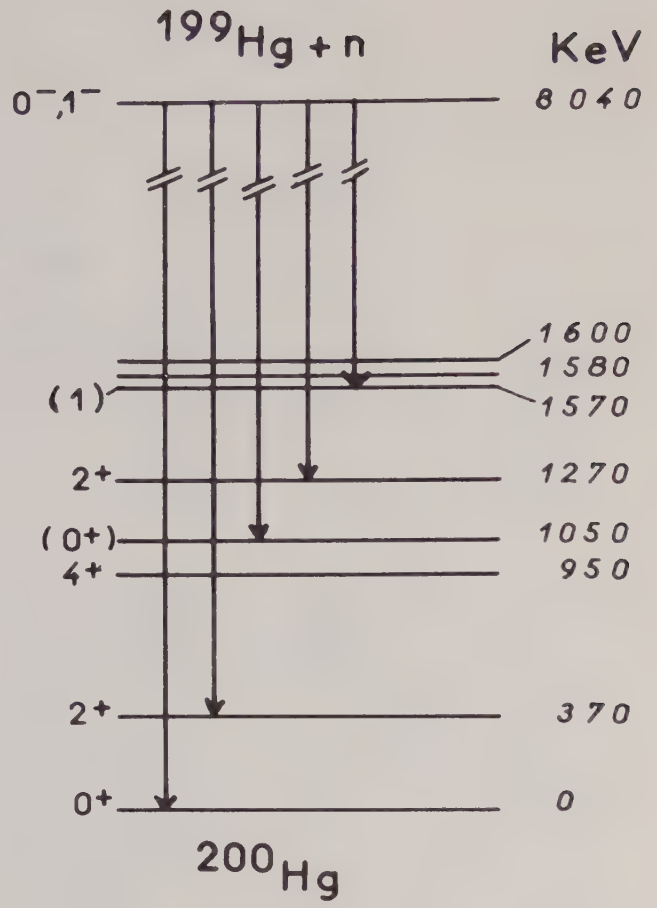
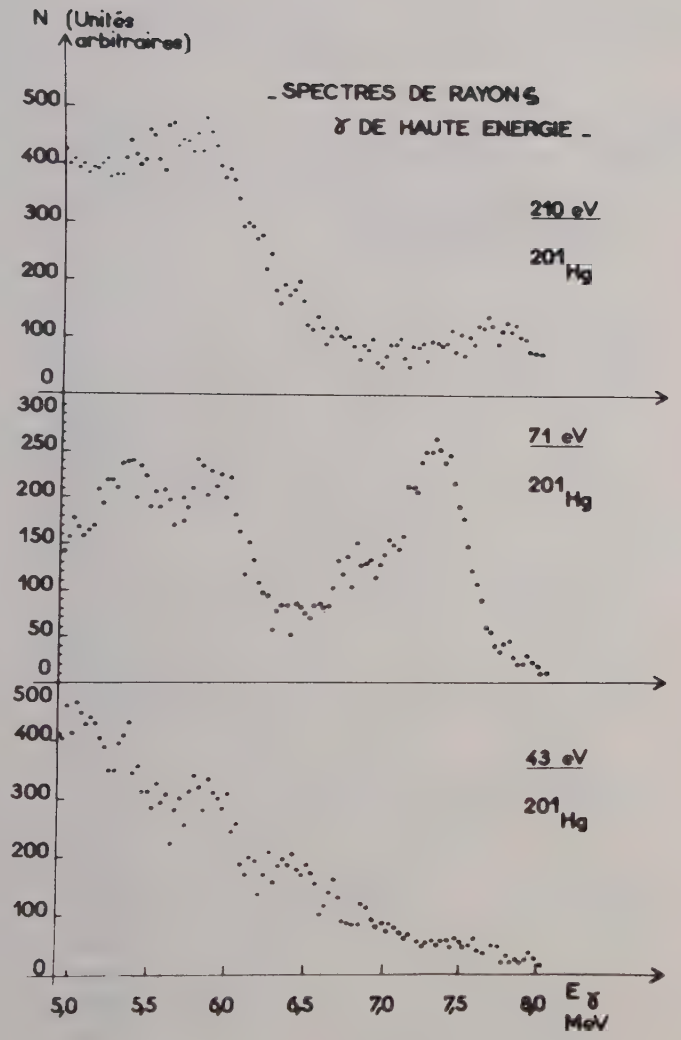


Fig. IV.5 : Schéma de niveaux de ^{200}Hg et spectres de rayons γ émis après capture des neutrons pour les résonances à 33,5 eV, 129 eV et 175 eV.



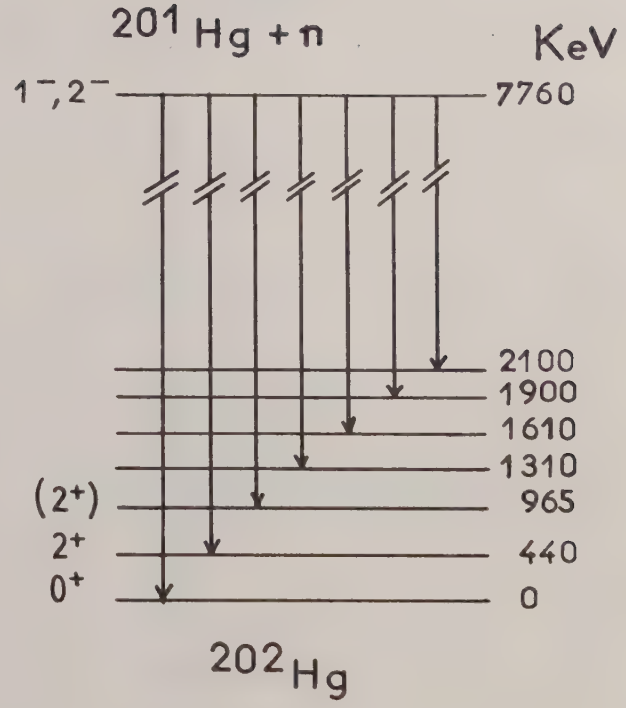


Fig. IV.6 : Schéma de niveaux de ^{202}Hg et spectres de rayons γ émis après capture des neutrons pour les résonances à 43 eV, 71 eV et 210 eV.

TABLEAU IV.5

$^{198}Hg + n \qquad J = \frac{1}{2}$

E_0(eV)	23,06	89,81	302,5	344	417,4
Γ_γ(meV)	120 ± 10	142 ± 15	160 ± 90	165 ± 40	150 ± 50

TABLEAU IV.6

$^{199}Hg + n$

E_0(eV)	J	Γ_γ(meV)
33,5	1	300 ± 20
129,7	0	200 ± 30
175	1	340 ± 80
264	1	290 ± 50
315	1	350 ± 100
492	0	220
686	0	250 ± 180

TABLEAU IV.7

$^{201}Hg + n$

E_0(eV)	J	Γ_γ(meV)
43,0	2	290 ± 20
70,9	1	460 ± 30
210	1	390 ± 45
312,8	2	320 ± 65
445	1	530 ± 100
564	2	340 ± 85
685	1	410 ± 170

b) Cas de Pt + n

Les valeurs de Γ_γ sont déjà données dans le tableau IV.3 ; on voit que la valeur moyenne de Σ_1 n'est que 0,1 à 0,2 de la valeur de Σ_0 environ. De plus, Σ_0 correspond à une valeur de l'ordre de 100 meV, il s'agit de chercher une variation d'environ 20 meV, il est donc impossible d'observer une telle fluctuation dans le cas du platine, la précision de mesure n'étant pas suffisante, bien que Σ_1 soit constitué ici seulement par trois transitions individuelles au lieu de six transitions dans le cas de ^{201}Hg.

CHAPITRE V

EFFETS D'INTERFÉRENCES ENTRE LA CAPTURE POTENTIELLE ET LA CAPTURE RÉSONNANTE ET ENTRE RÉSONANCES DE MÊME SPIN

1 - INTRODUCTION

Dans ce qui précède, on a constaté que l'intensité des transitions radiatives primaires de haute énergie était faible dans les spectres de rayons γ émis après capture des neutrons de résonance, sauf dans le cas du mercure, et dans ce cas les fortes transitions observées conduisent à expliquer la grande variation des valeurs de largeurs radiatives totales dans ces noyaux.

On a passé sous silence deux phénomènes possibles qui sont :

1/ Interférence entre capture potentielle et capture résonnante .

2/ Interférence entre résonances de même spin pour une transition individuelle, ce qui, en principe, pourrait nous donner une indication sur la valeur du nombre de degrés de liberté ν.

Dans ce qui suit nous allons examiner sommairement ces deux effets.

A - Effet de la capture potentielle

Jusqu'à une date assez récente, nous étions capables de considérer et de décrire la capture des neutrons de résonance seulement au moyen de la théorie statistique, basée sur l'hypothèse de Bohr d'un noyau composé. Mais en étudiant les spectres de rayons γ produits par des réactions (n,γ) avec neutrons thermiques, on observait des maximums aigus dans les parties de hautes énergies, en particulier dans la région des noyaux ayant les nombres de masse autour de 70 et de 208 [II.8]. Les figures V.1 et V.2 illustrent deux tels spectres, respectivement dans le cas du cuivre et dans le cas de l'or. Or, selon la théorie statistique, la distribution spectrale des rayons γ primaires d'une réaction (n,γ) devrait avoir un maximum dans la région de 2 à 3 MeV et décroître régulièrement lorsque les énergies augmentent (voir figure III.2, par exemple) ; d'autre part, ces pics anormalement intenses, apparus dans les parties de hautes énergies des spectres, se situent à une valeur correspondant à l'énergie de liaison d'un neutron lorsqu'on s'approche des nombres de masse 70 et 208 ; Lane et Lynn [V.1] [III.22] donnaient alors la conclusion qu'un mécanisme direct peut aussi jouer un rôle important dans le processus de la capture radiative, au moins pour certaines catégories de noyaux. En effet, dans le champ des forces nucléaires où les neutrons sont soumis à la diffusion potentielle, à partir d'un état libre s, ils vont directement, sans formation dunoyau composé, entrer dans un état lié p, en émettant un rayon γ dipolaire électrique E1. (Ce processus est appelé capture "directe" ou capture "potentielle"). Comme on s'approche des nombres de masse 70 et 208, les états p correspondent à une énergie d'excitation de plus en plus basse, de sorte que l'énergie de rayons γ émis augmente (les couches de neutrons 2p et 3p se remplissent près des nombres de masse 70 et 208 respectivement [V.2]). Apparemment, la probabilité de capture directe est plus élevée lorsque l'état p est plus proche d'un état pur de particule indépendante.

Sur la base de la théorie de dispersion des réactions nucléaires, Lane et Lynn [III.22] montraient qu'une telle capture directe est réellement possible et comparaient les valeurs théoriques pour la section efficace avec les données expérimentales disponibles et, en dépit du fait que seule une comparaison de l'ordre de grandeur est possible à cause de la complexité des phénomènes, il semble vraisemblable que, pour certains noyaux, le processus de la capture directe de neutron existe réellement.

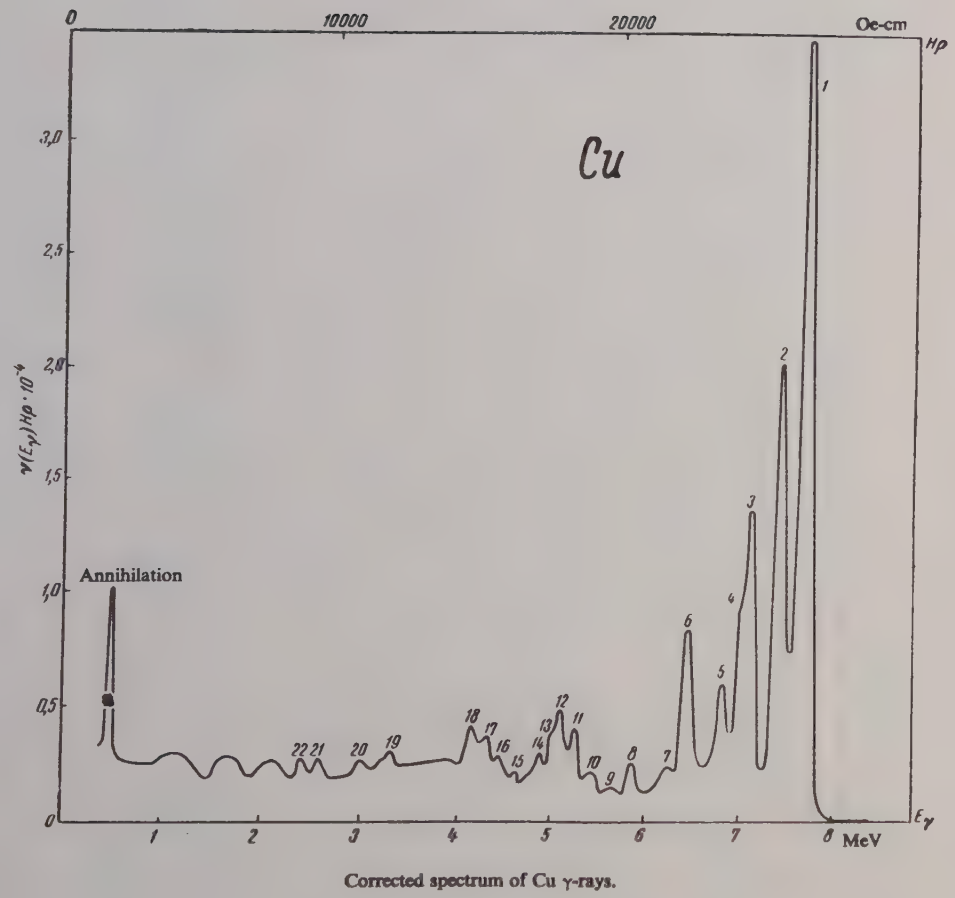


Fig. V.1 : Spectre des rayons γ émis après capture des neutrons thermiques dans le cuivre donné par la référence [II.8].

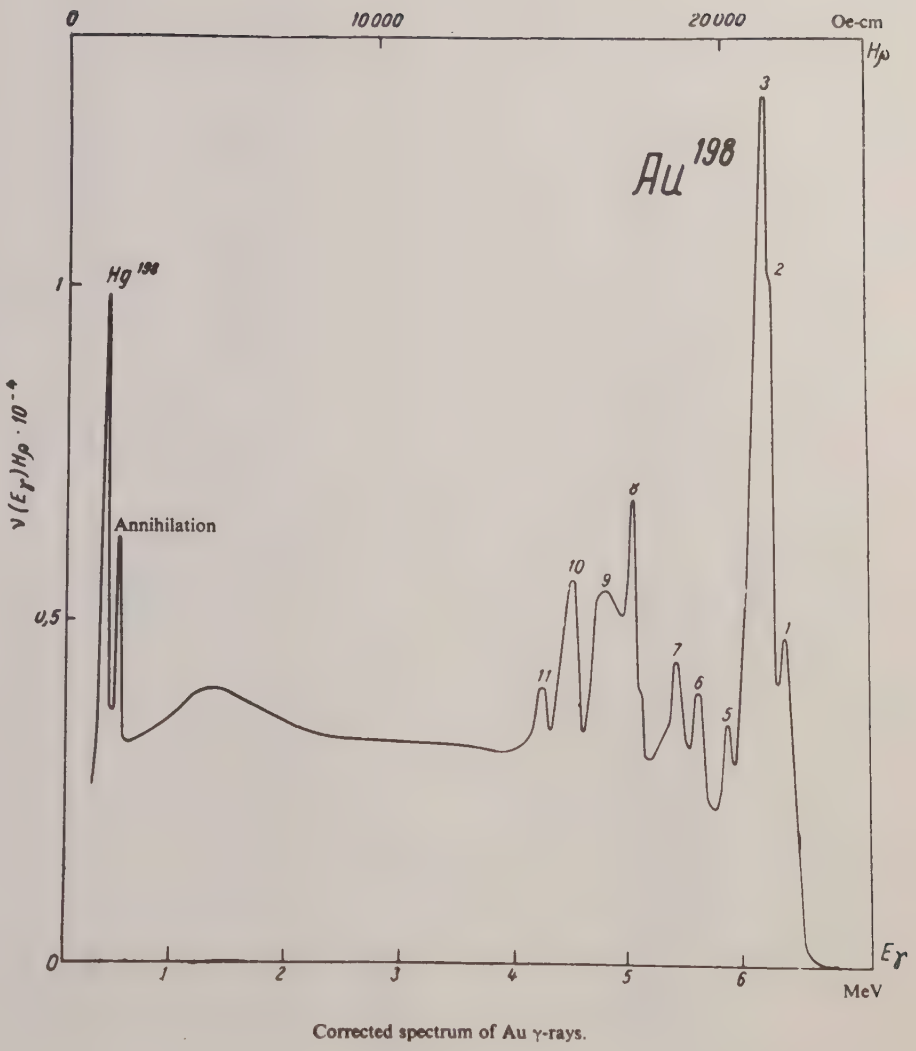


Fig. V.2 : Spectre des rayons γ émis après capture des neutrons thermiques dans l'or donné par la référence [II.8].

De l'analyse de Lane et Lynn, nous voyons que, dans le cas où l'état final est un état approché de particule indépendante, la région des voies, c'est-à-dire, la région de l'espace de configuration en dehors de la portée des forces nucléaires, fournit une contribution significative à l'élément de matrice déterminant la section efficace, comme cela avait déjà été souligné par Thomas [V.3].

De ces remarques, il s'ensuit qu'il serait extrêmement utile d'effectuer une expérience directe pour trancher de façon non équivoque la question de l'existence et du rôle du processus de capture potentielle. L'interférence entre les processus de capture résonnante et de capture potentielle rend possible, en principe, la réalisation d'une telle expérience, comme pour le cas d'interférence entre la diffusion résonnante et la diffusion potentielle. Pour cela, nous allons rappeler brièvement quelques formules qui sont indispensables pour la compréhension de cet exposé.

La section efficace partielle de capture radiative de neutron, pour un moment angulaire total donné et correspondant à une transition j du rayon γ primaire, peut être écrite sous la forme :

$$\sigma_{\gamma_j} = v^{-1} \left| a_j + \sum_\lambda \frac{b_{\lambda j}}{x_\lambda - i} \right|^2 \qquad (V.1)$$

où $x_\lambda = \dfrac{-(E - E_\lambda)}{(\Gamma_\lambda/2)}$, E et v étant l'énergie cinétique et la vitesse du neutron incident, E_λ les centres des résonances et Γ_λ les largeurs totales des résonances. La quantité a_j représente l'amplitude pour la capture potentielle et la quantité $b_{\lambda j}$ représente l'amplitude de la capture résonnante, cette dernière contient à la fois la contribution interne ($r < R$) à l'élément de matrice et la contribution des voies ($r > R$), avec R = rayon de voie.

Dans le cas ou les transitions radiatives j aboutissent à un état final ayant des fortes composantes p à particule indépendante, la section efficace de capture potentielle peut devenir importante. Dans ce cas, a_j et $b_{\lambda j}$ sont essentiellement réels et ont le même signe ; autrement dit, pour un état final de particule indépendante, $a_j b_{\lambda j} > 0$ et $b_{\lambda j}\, b_{\mu j} > 0$.

L'équation (V.1) peut encore s'écrire de la façon suivante :

$$\sigma_{\gamma j} = v^{-1} \left\{ a_j^2 + \sum_\lambda b_{\lambda j}^2 \frac{(\Gamma_\lambda^2/4)}{(E - E_\lambda)^2 + \left(\frac{\Gamma_\lambda^2}{4}\right)} + \sum_\lambda a_j b_{\lambda j} \left[\frac{-(E - E_\lambda)\,\Gamma_\lambda}{(E - E_\lambda)^2 + \left(\frac{\Gamma_\lambda^2}{4}\right)} \right] \right.$$

$$\left. + \sum_\lambda b_{\lambda j} \left[\frac{-(E - E_\lambda)\,\Gamma_\lambda}{(E - E_\lambda)^2 + \left(\frac{\Gamma_\lambda^2}{4}\right)} \right] \left[\sum_{\mu \neq \lambda} \frac{b_{\mu j} (E_\mu - E_\lambda)\,\Gamma_\mu/2}{(E_\mu - E_\lambda)^2 + \frac{1}{4}(\Gamma_\lambda + \Gamma_\mu)^2} \right] \right\} \qquad (V.2)$$

Dans l'équation (V - 2), le premier terme est la section efficace de capture potentielle $\left(\sigma_p = \dfrac{a_j^2}{v}\right)$ le deuxième terme est la somme des termes Breit-Wigner à un niveau (capture résonnante), le troisième terme représente l'interférence entre la capture potentielle et la capture résonnante, le quatrième terme représente l'interférence classique de Breit-Wigner à plusieurs niveaux (interférence résonance-résonance).

Comme on est dans le cas où $\Gamma_\lambda \ll D$ (D étant l'espacement moyen de niveaux), on peut donc négliger $\left(\dfrac{\Gamma_\lambda + \Gamma_\mu}{2}\right)$ devant $(E_\mu - E_\lambda)$ et l'équation (V.2) devient :

$$\sigma_{\gamma j} = v^{-1} \left\{ a_j^2 + \sum_\lambda b_{\lambda j}^2 \frac{(\Gamma_\lambda/2)^2}{(E - E_\lambda)^2 + \frac{\Gamma_\lambda^2}{4}} + \sum_\lambda \frac{-b_{\lambda j} \Gamma_\lambda (E - E_\lambda)}{(E - E_\lambda)^2 + \frac{\Gamma_\lambda^2}{4}} \left[a_j + \sum_{\mu \neq \lambda} \frac{b_{\mu j} \Gamma_\mu}{2(E_\mu - E_\lambda)} \right] \right\} \qquad (V.3)$$

Si l'on ne considère que l'effet de la capture potentielle, le dernier terme de l'équation (V.3) est nul, et on a comme expression de la section efficace partielle de capture radiative :

$$\sigma_{\gamma_j} = v^{-1} \left\{ a_j^2 + \sum_\lambda \frac{b_{\lambda j}^2}{1 + x_\lambda^2} + \sum_\lambda (a_j\, b_{\lambda j}) \frac{2x_\lambda}{1 + x_\lambda^2} \right\} \qquad (V.4)$$

De l'équation (V.4) on voit bien que les termes d'interférence modifient la forme des résonances, cet effet d'interférence entre la capture potentielle et la capture résonnante renforce l'intensité de transition sur le côté de basse énergie de la résonance de neutron pour un état final de particule indépendante (état p).

B - Effet d'interférence entre les résonances de même spin

Si on pouvait isoler expérimentalement une transition radiative primaire j, dans certains cas favorables, on pourrait observer l'effet d'interférence entre les résonances de même spin en capture radiative (voir chap. III. 3-E). Dans ce cas, la section efficace partielle de la capture radiative pour la transition j considérée peut s'écrire :

$$\sigma_{\gamma_j} = v^{-1} \left\{ \sum_\lambda \frac{b_{\lambda j}^2}{1 + x_\lambda^2} + \sum_\lambda b_{\lambda j} \frac{2x_\lambda}{1 + x_\lambda^2} \left[\sum_{\mu \neq \lambda} \frac{b_{\mu j} \Gamma_\mu}{2(E_\mu - E_\lambda)} \right] \right\} \qquad (V.5)$$

Ici, on est dans le cas habituel où le processus du noyau composé prédomine, la section efficace de capture potentielle est négligeable, les quantités $b_{\lambda j}$ auront un signe soit positif soit négatif. En effet, les quantités b_λ peuvent être exprimées de la façon suivante : si on néglige l'effet d'interférence résonance-résonance, l'équation (V.5) devient :

$$\sigma_{\lambda j} = v^{-1} \sum_\lambda \frac{b_{\lambda j}^2}{1 + x_\lambda^2} \qquad (V.6)$$

en comparant cette équation avec la formule habituelle de la section efficace de capture résonnante, on voit immédiatement que :

$$b_{\lambda j}^2 = \sigma_{0\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda\gamma j}}{\Gamma_\lambda} v_\lambda \qquad (V.7)$$

où $\Gamma_{\lambda\gamma j}$ est la largeur radiative partielle correspondant à la transition j considérée pour la résonance λ, et $\sigma_{0\lambda}$ est la section efficace totale à l'énergie de résonance E_λ, soit $\sigma_{0\lambda} = \frac{2,6 \times 10}{E_\lambda} g \frac{\Gamma_{\lambda n}}{\Gamma_\lambda}$, avec g, le facteur statistique et $\Gamma_{\lambda n}$, la largeur de diffusion de neutron pour la résonance λ.

Ainsi, les quantités $b_{\lambda j}$ dépendent des valeurs de $(\Gamma_{\lambda\gamma j}^{1/2})$ et de $(\Gamma_{\lambda n}^{1/2})$ qui peuvent avoir des signes positifs ou négatifs.

Enfin, on peut constater que les formules (V.4) et (V.5) sont identiques en forme, les deux termes d'interférence jouent le même rôle dans l'expression de la section efficace.

2 - RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

A - Généralités

Pour une résonance de neutron bien isolée, on peut déceler les effets d'interférence d'une manière plus simple et plus sûre si l'on compare la courbe de la section efficace partielle de capture radiative, dans laquelle on attend la contribution des termes d'interférence, avec la courbe similaire dans laquelle cette contribution manque ou, étant très faible, peut être négligée. Appelons cette dernière courbe, pour raison de simplification de langage, la courbe de contrôle. Dans notre cas, il faut prendre, en qualité de courbe de contrôle, la section efficace correspondant à la zone du spectre de rayons γ considéré (désignons-la par zone c) qui ne comporte pas de raies intenses de haute énergie qui seraient émises lors de la capture potentielle.

Nous avons choisi, comme noyau d'étude, l'or dont le nombre de masse est A ~ 200 et qui a l'avantage d'être monoisotopique (^{197}Au) ; d'une part, ce noyau possède une forte résonance de neutron bien isolée à l'énergie de 4,91 eV, permettant ainsi l'étude de la forme de résonance à

intensité et résolution tolérables loin sur les ailes de la résonance ; d'autre part, dans le spectre de rayons γ émis après capture de neutrons thermiques (voir fig. V.2), le groupe de raies de haute énergie de 6,25 MeV anormalement intense, qui ne peut pas être expliqué par la théorie statistique, est proche de l'énergie de liaison d'un neutron 3p trouvée par Cohen et al. [V.2]. On est donc placé dans un cas favorable pour l'observation d'un effet de capture potentielle.

La courbe expérimentale est obtenue en divisant, canal par canal, le spectre en temps de neutrons correspondant au groupe de transitions γ de 6,25 MeV (désignons-le par la zone i), par le spectre en temps de neutrons correspondant aux rayons γ de 3 à 3,5 MeV (zone c). Ce rapport, désigné par a(x), est ensuite normalisé à l'unité pour l'énergie de résonance. Le spectre en énergie des rayons γ émis dans la résonance à 4,91 eV est donné dans la figure V.3.

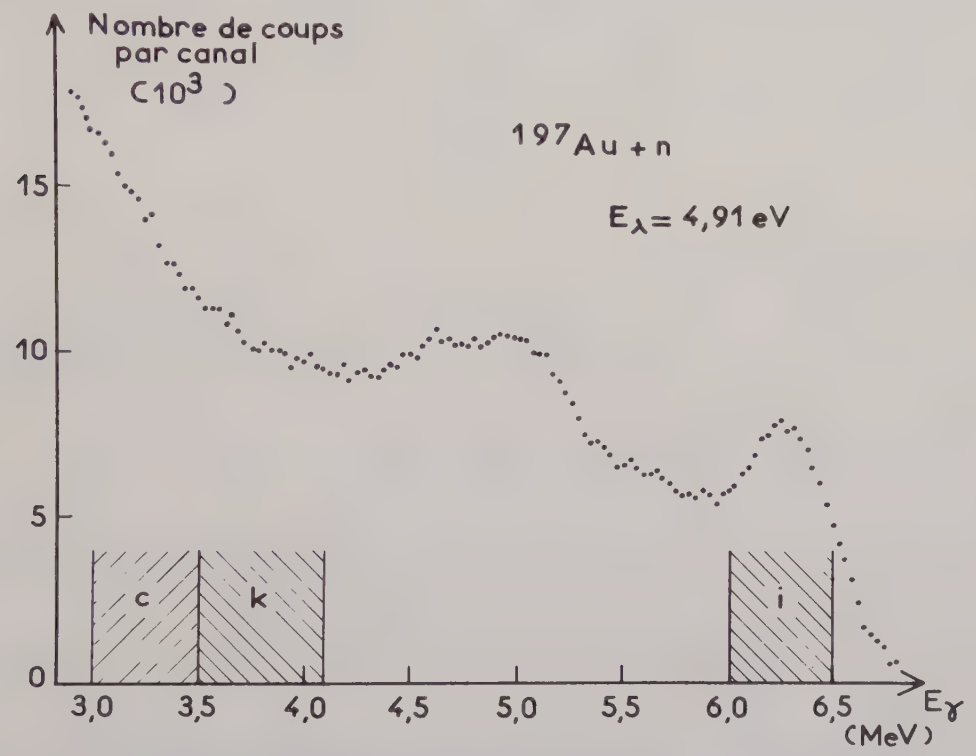


Fig. V.3 : Spectre des rayons γ émis dans ^{197}Au + n, pour la résonance à 4,91 eV.

Pour la zone i, la section efficace partielle de capture radiative correspondante est donnée par l'expression suivante, déduite de l'équation (V.3).

$$\sigma_{\gamma i} = \sum_{j=1}^{N} \sigma_{\gamma j} = v^{-1} \left\{ \sum_{j=1}^{N} a_j^2 + \sum_{\lambda} \sum_{j=1}^{N} \frac{b_{\lambda j}^2}{1 + x_\lambda^2} + \sum_{\lambda} \sum_{j=1}^{N} b_{\lambda j} \frac{2x_\lambda}{1 + x_\lambda^2} \left[a_j + \sum_{\mu \neq \lambda} \frac{b_{\mu j} \Gamma_\mu}{2 (E_\mu - E_\lambda)} \right] \right\} \qquad \text{(V.3a)}$$

puisqu'il s'agit ici d'un groupe de N transitions radiatives au lieu d'une seule transition j.

Quant à la section efficace partielle de capture radiative correspondant à la zone c, elle est simplement :

$$\sigma_{\gamma c} = v^{-1} \left\{ \sum_{\lambda} \frac{b_{\lambda c}^2}{1 + x_\lambda^2} \right\} \qquad \text{(V.6a)}$$

Dans notre cas, on ne considère que la résonance isolée à 4,91 eV (un seul λ), et on ne tient compte que d'une seule résonance voisine de même spin (J = 2) à 60,25 eV (un seul μ), alors :

$$\sigma_{\gamma_i} = v^{-1} \left\{ a_i^2 + \frac{b_{\lambda i}^2}{1 + x_\lambda^2} + \frac{b_{\mu i}^2}{1 + x_\mu^2} + \frac{(2x_\lambda)}{1 + x_\lambda^2} b_{\lambda i} \left[a_i + \frac{b_{\mu i} \Gamma_\mu}{2(E_\mu - E_\lambda)} \right] + \frac{2x_\mu}{1 + x_\mu^2} b_{\mu i} \left[a_i + \frac{b_{\lambda i} \Gamma_\lambda}{2(E_\lambda - E_\mu)} \right] \right\}$$

et :

$$\sigma_{\gamma_c} = v^{-1} \left\{ \frac{b_{\lambda c}^2}{1 + x_\lambda^2} + \frac{b_{\mu c}^2}{1 + x_\mu^2} \right\}$$

Au voisinage de la résonance λ, on a de façon approchée :

$$\sigma_{\gamma i} = \left[\frac{a_i}{v^{1/2}} + \frac{b_{\mu i}}{v^{1/2}} \frac{\Gamma_\mu}{2(E_\mu - E_\lambda)} \right]^2 + \frac{(b_{\lambda i}^2/v)}{1 + x_\lambda^2} + \frac{2x_\lambda}{1 + x_\lambda^2} \frac{b_{\lambda i}}{v^{1/2}} \left[\frac{a_i}{v^{1/2}} + \frac{b_{\mu i}}{v^{1/2}} \frac{\Gamma_\mu}{2(E_\mu - E_\lambda)} \right] \qquad (V.8)$$

et :

$$\sigma_{\gamma c} = \frac{(b_{\lambda c}^2/v)}{1 + x_\lambda^2} \qquad (V.9)$$

En divisant l'expression (V.8) par (V.9) et en faisant le rapport obtenu égal à l'unité pour $x_\lambda = 0$, nous obtiendrons :

$$\frac{b_{\lambda i}^2 \{K + 1\}}{b_{\lambda c}^2} = 1$$

c'est-à-dire :

$$b_{\lambda c}^2 = b_{\lambda i}^2 (1 + K) \qquad (V.10)$$

en posant :

$$K = \left[\frac{a_i}{v^{1/2}} + \frac{b_{\mu i}}{v^{1/2}} \frac{\Gamma_\mu}{2(E_\mu - E_\lambda)} \right]^2 \Bigg/ \left[\frac{b_{\lambda i}}{v^{1/2}} \right]^2 \qquad (V.11)$$

d'où :

$$a(x) = \frac{\frac{b_{\lambda i}^2}{v} \left\{ K + \frac{1 + 2\sqrt{K} x_\lambda}{1 + x_\lambda^2} \right\}}{\frac{b_{\lambda i}^2}{v} \frac{(1 + K)}{1 + x_\lambda^2}} = \frac{K(1 + x_\lambda^2) + 1 + 2\sqrt{K} x_\lambda}{1 + K}$$

donc :

$$\boxed{a(x) = 1 + \frac{1}{1 + K} \left[K x_\lambda^2 + 2\sqrt{K} x_\lambda \right]} \qquad (V.12)$$

L'expérience a été effectuée avec une longueur de la base de temps de vol de 14,5 m ; la largeur des impulsions de neutrons était de 0,25 µs ; l'épaisseur de l'échantillon d'or était de 2 mm (surface 15 × 15 cm²).

Les conditions expérimentales (en particulier le détecteur de rayons γ et la technique multidimensionnelle) étaient identiques à celles décrites dans le chapitre II.1 pour l'étude des largeurs radiatives partielles.

D'autre part, nous avons placé un écran de rhodium (0,625 g/cm²) et un écran de platine (2,135 g/cm²) en permanence dans le faisceau, car ces écrans présentent des résonances "noires" à 1,257 eV (Rh) et à 11,8 eV et 19,4 eV (Pt), ce qui nous permet de déterminer avec une meilleure précision la loi du bruit de fond de part et d'autre de la résonance étudiée.

Le spectre en énergie des rayons γ émis après capture de neutrons dans la résonance à 4,91 eV de l'or est déjà donné dans la figure V.3, où nous avons également montré les zones du spectre pour lesquelles les rapports a(x) ont été calculés.

Les points expérimentaux donnant les rapports a(x) en fonction des énergies de neutrons comprises entre 1,5 et 9,5 eV sont donnés dans la figure V.4 dans laquelle sont également représentées les courbes calculées par la formule (V.12) pour différentes valeurs de K, les bandes d'énergie de rayons γ, comme nous l'avons déjà mentionné plus haut, sont de 3,0 à 3,5 MeV et de 6,0 à 6,5 MeV, correspondant respectivement à la zone c et à la zone i indiquées dans la figure V.3. La courbe ayant $K = 10^{-6}$ semble répondre à la meilleure adaptation des points expérimentaux.

A titre de comparaison, la figure V.5 donne les points expérimentaux représentant les rapports a(x) pour le même intervalle d'énergie de neutrons, mais avec les bandes d'énergie de rayons γ de 3,0 à 3,5 MeV et de 3,5 à 4,1 MeV, correspondant respectivement à la zone c et à la zone k indiquées dans la figure V.3. On voit que les points expérimentaux, aux erreurs expérimentales près, se trouvent bien sur la droite a(x) = 1, donc K = 0. Ceci montre que les points expérimentaux de la figure V.4, qui manifestent le comportement d'un effet d'interférence, sont bien réels, puisque les deux mesures étaient effectuées simultanément avec des conditions expérimentales identiques.

B - Interprétation des résultats

a) Cas où l'on néglige l'effet de la capture potentielle

L'équation (V.3a) devient ici :

$$\sigma_{\gamma i} = v^{-1} \left\{ \sum_{\lambda} \sum_{j=1}^{N} \frac{b_{\lambda j}^2}{1 + x_\lambda^2} + \sum_{\lambda} \sum_{j=1}^{N} b_{\lambda j} \frac{2x_\lambda}{1 + x_\lambda^2} \sum_{\mu \neq \lambda} \frac{b_{\mu j} \Gamma_\mu}{2(E_\mu - E_\lambda)} \right\} \qquad (V.5a)$$

Le dernier terme de l'équation (V.5a) qui représente le terme habituel d'interférence entre résonances de même spin peut encore s'écrire, selon l'équation (V.7) :

$$v^{-1} \left\{ \sum_{\lambda} \sum_{j=1}^{N} b_{\lambda j} \frac{2x_\lambda}{1 + x_\lambda^2} \sum_{\mu \neq \lambda} \frac{b_{\mu j} \Gamma_\mu}{2(E_\mu - E_\lambda)} \right\}$$

$$= v^{-1} \left\{ \sum_{\lambda} \sum_{j=1}^{N} \left(\sigma_{0\lambda}^{1/2} \frac{\Gamma_{\lambda\gamma j}^{1/2}}{\Gamma_\lambda^{1/2}} v_\lambda^{1/2} \right) \left(\frac{2x_\lambda}{1 + x_\lambda^2} \right) \sum_{\mu \neq \lambda} \left[\left(\sigma_{0\mu}^{1/2} \frac{\Gamma_{\mu\gamma j}^{1/2}}{\Gamma_\mu^{1/2}} v_\mu^{1/2} \right) \frac{\Gamma_\mu}{2(E_\mu - E_\lambda)} \right] \right\}$$

$$= \sum_{\lambda} \sum_{j=1}^{N} \left[\sigma_{0\lambda} \left(\frac{v_\lambda}{v} \right)^{1/2} (E_\lambda^{1/2}) \left(\frac{\Gamma_{\lambda\gamma j}^{1/2}}{\Gamma_{\lambda n}^{1/2}} \right) \left(\frac{2x_\lambda}{1 + x_\lambda} \right) \right] \sum_{\mu \neq \lambda} \left[\left(\frac{v_\mu}{v} \right)^{1/2} \left(\frac{1}{E_\mu} \right)^{1/2} \frac{\Gamma_{\mu n}^{1/2} \Gamma_{\mu\gamma j}^{1/2}}{2(E_\mu - E_\lambda)} \right]$$

Du fait que les quantités $(\Gamma_{\lambda n}^{1/2})$, $(\Gamma_{\lambda\gamma j}^{1/2})$, $(\Gamma_{\mu n}^{1/2})$ et $(\Gamma_{\mu\gamma j}^{1/2})$ ont des signes au hasard par rapport à λ, μ et j, la somme de ces termes d'interférence dans l'équation (V.5a) devrait être nulle, car, même si l'on ne considère qu'une seule valeur de λ (4,91 eV) et qu'une seule valeur de μ (60,25 eV), l'étude des largeurs radiatives partielles (voir chap. III.2.C, fig. III.19) nous révèle que, pour la bande d'énergie de rayons γ de 6,0 à 6,5 MeV (zone i) la valeur du nombre de degrés de liberté ν est de l'ordre de 15, ce qui correspond à 15 transitions environ ($N \sim 15$) dans cette bande d'énergie si l'on admet que chaque transition individuelle correspond à une distribution en χ^2 avec une valeur de ν voisine de 1. Il est donc vraisemblable que la somme relative à j des termes d'interférence résonance-résonance s'annule. Ainsi, le processus habituel du noyau composé ne permet pas d'expliquer l'effet d'interférence observé dans la courbe de la figure V.4. On devra donc faire intervenir le processus de capture potentielle pour rendre compte de cet effet. Dans la suite, nous allons essayer d'évaluer l'importance de ce phénomène afin d'avoir un ordre de grandeur de la section efficace de capture potentielle.

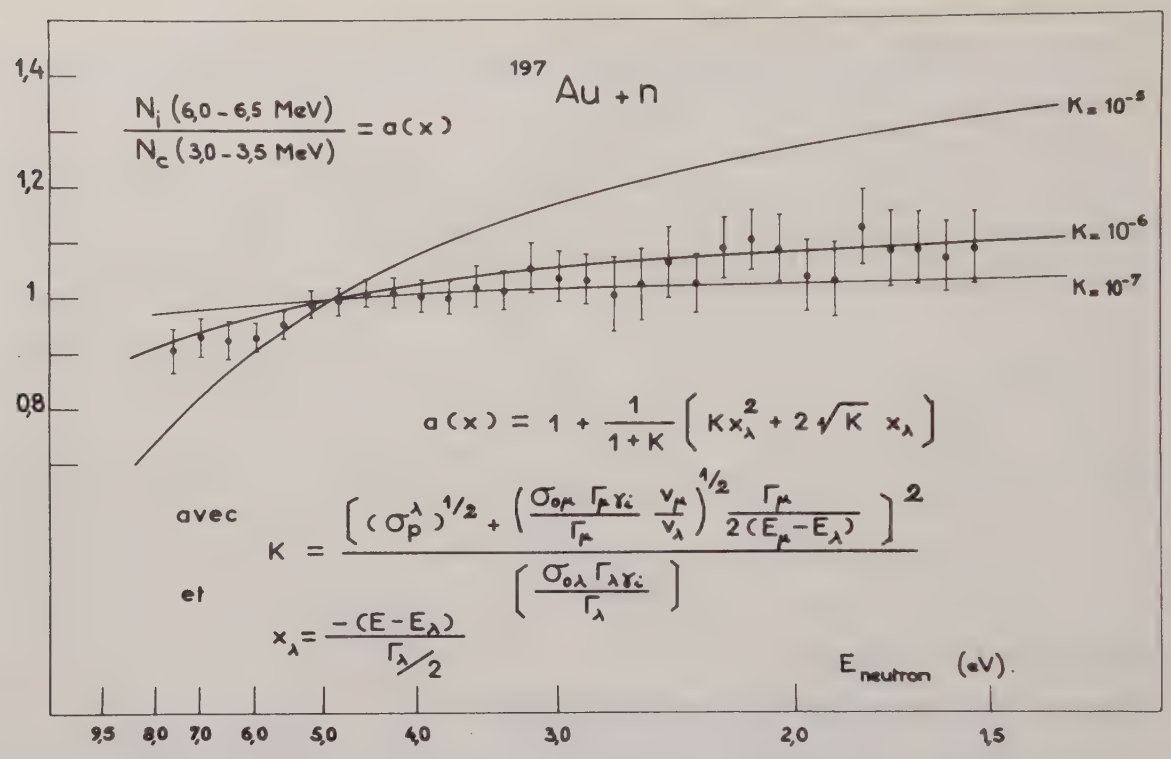


Fig. V.4 : Rapports a(x) en fonction des énergies de neutrons pour les bandes d'énergies des rayons γ de 6,0 à 6,5 MeV et de 3,0 à 3,5 MeV.

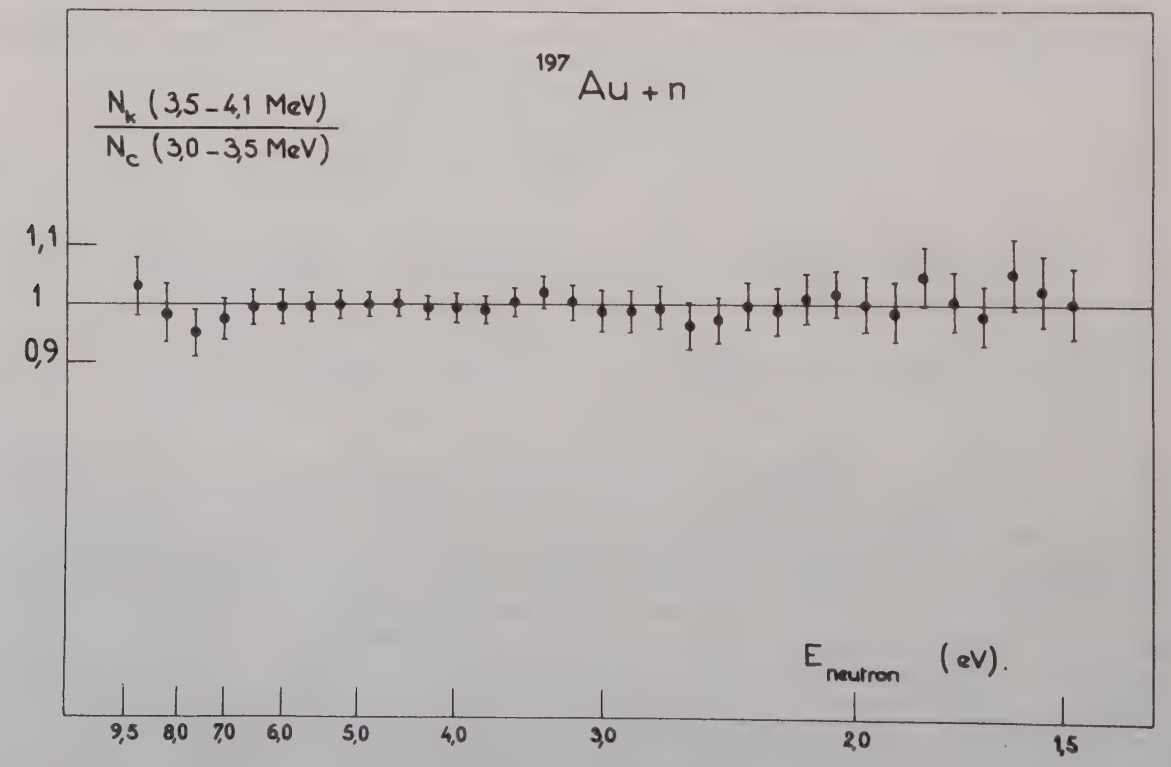


Fig. V.5 : Rapports a(x) en fonction des énergies de neutrons pour les bandes d'énergies des rayons γ de 3,5 à 4,1 MeV et de 3,0 à 3,5 MeV.

b) Recherche de l'effet de la capture potentielle

Pour cela, le groupe de transitions d'énergie autour de 6,25 MeV (zone i) est considéré comme une seule transition ; ceci est évidemment une simplification, mais l'erreur sur le résultat final ne sera pas grande comparée aux autres sources d'erreurs telles que les valeurs estimées des largeurs radiatives partielles $\Gamma_{\lambda\gamma i}$ et $\Gamma_{\mu\gamma i}$ etc., et tant que la résolution expérimentale ne permet pas d'isoler une transition individuelle, on ne peut pas faire autrement.

De même, nous ne considérons que la résonance isolée à 4,91 eV, en ne tenant compte que d'une seule résonance voisine de même spin à 60,25 eV.

D'abord, posons la question suivante : à savoir si l'effet de la capture potentielle peut, seul, expliquer les résultats expérimentaux. La réponse sera négative.

En effet, d'après l'analyse de Lane et Lynn [V.1], [III.22], dans le cas où les transitions radiatives j aboutissent à l'état final ayant des fortes composantes p de particule indépendante, le rapport de la contribution résonnante provenant de la région des voies à la contribution résonnante interne (processus de formation du noyau composé) devrait être proportionnel à la largeur réduite de diffusion de neutron $\Gamma^0_{\lambda n}$, c'est-à-dire qu'un effet de corrélation entre les quantités $\Gamma_{\lambda\gamma i}$ et $\Gamma^0_{\lambda n}$ devrait se manifester. Or, les résultats expérimentaux obtenus précédemment (voir tableau III.5) ne fournissent aucune indication d'une telle corrélation. Il semble bien qu'on ait à considérer la présence simultanée du processus de capture potentielle et du processus de formation du noyau composé pour les transitions radiatives correspondant à la bande d'énergie de rayons γ de 6,0 à 6,5 MeV.

C'est donc l'équation (V.8) qu'il faut prendre en considération, ce qui nous conduit à l'équation (V.12), avec la valeur de K donnée par l'équation (V.11). Ainsi, la recherche de la valeur de la section efficace de capture potentielle est rendue difficile à cause de la présence de l'effet d'interférence résonance-résonance pour ces transitions aboutissant à l'état p (état final).

Maintenant, explicitons l'expression (V.11) donnant la valeur de K, selon l'équation (V.7) :

$$K = \left[(\sigma^{\lambda}_{p_i})^{1/2} + \left(\frac{\sigma_{0\mu}\,\Gamma_{\mu\gamma i}}{\Gamma_{\mu}}\,\frac{v_{\mu}}{v_{\lambda}}\right)^{1/2} \frac{\Gamma_{\mu}}{2(E_{\mu} - E_{\lambda})} \right]^2 \Bigg/ \left[\frac{\sigma_{0\lambda}\,\Gamma_{\lambda\gamma i}}{\Gamma_{\lambda}} \right] \qquad \text{(V.11a)}$$

avec $\sigma_{p_i} = \frac{a_i^2}{v} = \frac{v_{\lambda}}{v}\,\sigma^{\lambda}_{p_i}$ où $\sigma^{\lambda}_{p_i}$ est la section efficace de la capture potentielle à l'énergie de résonance à 4,91 eV ; c'est cette quantité que l'on se propose d'évaluer.

Détermination de la valeur de $\sigma^{\lambda}_{p_i}$

L'équation (V.11a) peut encore s'écrire sous la forme :

$$K = \left[\frac{(\sigma^{\lambda}_{p_i})^{1/2}}{\left(\sigma_{0\lambda}\frac{\Gamma_{\lambda\gamma}}{\Gamma_{\lambda}}\right)^{1/2}\left(\frac{\Gamma_{\lambda\gamma i}}{\Gamma_{\lambda\gamma}}\right)^{1/2}} + \frac{\left(\sigma_{0\mu}\frac{\Gamma_{\mu\gamma}}{\Gamma_{\mu}}\right)^{1/2}}{\left(\sigma_{0\lambda}\frac{\Gamma_{\lambda\gamma}}{\Gamma_{\lambda}}\right)^{1/2}} \left(\sqrt{\frac{E_{\mu}}{E_{\lambda}}}\right)^{1/2} \frac{\Gamma_{\mu}}{2(E_{\mu} - E_{\lambda})} \frac{\left(\frac{\Gamma_{\mu\gamma i}}{\Gamma_{\mu\gamma}}\right)^{1/2}}{\left(\frac{\Gamma_{\lambda\gamma i}}{\Gamma_{\lambda\gamma}}\right)^{1/2}} \right]^2$$

De cette dernière équation, on voit que, pour évaluer la valeur de $\sigma^{\lambda}_{p_i}$, outre des quantités connues qui sont les paramètres suivants [III.23], [IV.12], pour les résonances à 4,91 eV et à 60,25 eV :

$E_{\lambda} = 4,91$ eV	$\sigma_{0\lambda} = 36\,920$ barns	$\Gamma_{\lambda\gamma} = 124$ meV	$\Gamma_{\lambda} = 140$ meV
$E_{\mu} = 60,25$ eV	$\sigma_{0\mu} = 8\,340$ barns	$\Gamma_{\mu\gamma} = 145$ meV	$\Gamma_{\mu} = 210$ meV

il faut connaître les rapports suivants :

$$R^{i}_{\mu\lambda} = \left[\left(\frac{\Gamma_{\mu\gamma i}}{\Gamma_{\mu\gamma}}\right) \Big/ \left(\frac{\Gamma_{\lambda\gamma i}}{\Gamma_{\lambda\gamma}}\right) \right]$$

et :

$$R^{i}_{\lambda} = \left(\frac{\Gamma_{\lambda\gamma i}}{\Gamma_{\lambda\gamma}}\right)$$

et également, le signe de la quantité $\sqrt{K}$.

Comme nous l'avons déjà mentionné au début de ce chapitre, les quantités a_i, $b_{\lambda i}$ et $b_{\mu i}$ sont de même signe et aucune présence de résonance négative de neutron n'a été signalée dans l'or, la première résonance observée étant celle à 4,91 eV ; les deux termes dans le crochet de l'équation (V.11b) sont donc positifs.

D'ailleurs, la section efficace de la capture pour neutrons thermiques [V.4] (100 barns) peut être entièrement expliquée par la seule contribution de celle à 4,91 eV, ce qui justifie l'hypothèse de l'absence de résonance négative intense voisine de l'énergie de neutrons thermiques.

De même, le signe de la quantité $\sqrt{K}$ doit être positif, car d'après l'analyse de Lane et Lynn le terme d'interférence dans l'équation (V.12) a pour effet de renforcer l'intensité de transition sur le côté de basse énergie de la résonance de neutron pour un état final à particule indépendante.

Le rapport $R^i_{\mu\lambda} \simeq 0,845$ a été obtenu expérimentalement lors de l'étude de la distribution des largeurs radiatives partielles correspondant à la bande d'énergie de rayons γ de 6,0 à 6,6 MeV (voir tableau III.5)

En ce qui concerne le rapport R^i_λ, nous avons fait appel à une étude du spectre de rayons γ émis après capture de neutrons thermiques dans l'or, que nous avons effectuée à la pile EL3 de Saclay. Dans ce spectre (fig.V.6), le rapport des taux de comptage dans les bandes d'énergie de 6,0 à 6,5 MeV et de 3,0 à 3,5 MeV est de 1,42, tandis que ce même rapport, pour le spectre de rayons γ produits par capture de neutrons dans la résonance à 4,91 eV, n'est que de 0,477 (fig. V.3). Il y a donc un facteur d'environ 3 entre ces deux rapports en faveur du premier spectre. Si l'on admet que l'intensité de 17 % pour le groupe de transition autour de 6,25 MeV, dans le spectre de rayons γ émis après capture de neutrons thermiques dans l'or, donnée dans la référence [II.8] est entièrement due aux transitions radiatives à l'état p à particule indépendante, alors, pour la résonance à 4,91 eV, le rapport R^i_λ serait de 6 % environ.

Ainsi, avec la valeur de $K \leqslant 3 \times 10^{-6}$ trouvée expérimentalement dans la figure V.4, toutes les quantités figurant dans l'équation (V.11b) sont connues et permettent de déduire une valeur approximative de σ^λ_{pi}. On trouve finalement :

$$\sigma^\lambda_{pi} \leqslant 0,23 \text{ millibarn}$$

Cette valeur de σ^λ_{pi} s'accorde assez bien avec celle obtenue par Dorcoman et al [V.5] qui trouvent $\sigma^\lambda_{pi} \lesssim 0,50$ millibarn, en supposant le rapport $R^i_\lambda \lesssim 20$ %. Wasson et al [V.6], par contre, donnent une valeur de la section efficace de capture potentielle $\lesssim 10$ millibarns pour une énergie de neutron égale à 1 eV, soit $\sigma_p \leqslant 4,5$ millibarns à 5 eV.

Conclusion

Bien que la valeur de la section efficace de capture potentielle trouvée soit très faible, sa présence est néanmoins indispensable pour fournir une interprétation de l'existence des transitions radiatives conduisant à l'état p final à particule indépendante, près de l'état fondamental de ^{198}Au. Et, c'est grâce à l'effet d'interférence entre les résonances à 4,91 eV et à 60,25 eV de même spin (J = 2) pour ces transitions, que l'observation de l'asymétrie de la courbe de la figure V.4 est rendue possible. En effet si, seul, le terme d'interférence entre la capture potentielle et la capture résonnante intervient, on aurait une valeur de $K = 10^{-7}$, ce qui est difficilement mesurable.

D'autre part, la mise en évidence de cet effet d'interférence entre résonances permet d'expliquer la valeur de 17 barns de la section efficace partielle de capture pour neutrons thermiques, correspondant au groupe de transitions intenses autour de 6,25 MeV considéré. Ceci renforce l'hypothèse que nous avons considérée en négligeant l'effet éventuel d'une résonance négative éloignée (distante de 50 eV, par exemple).

Ainsi, de cette étude des effets d'interférence dans l'or, il semble probable que, pour les noyaux dont le nombre de masse est voisin de 200, l'effet d'asymétrie dans la courbe de section efficace partielle de capture radiative d'une résonance ne serait notable que si les conditions suivantes étaient réunies :

1/ le spectre de rayons γ émis lors de la capture de neutrons thermiques présente des raies intenses de haute énergie (voisine de l'énergie de liaison d'un neutron).

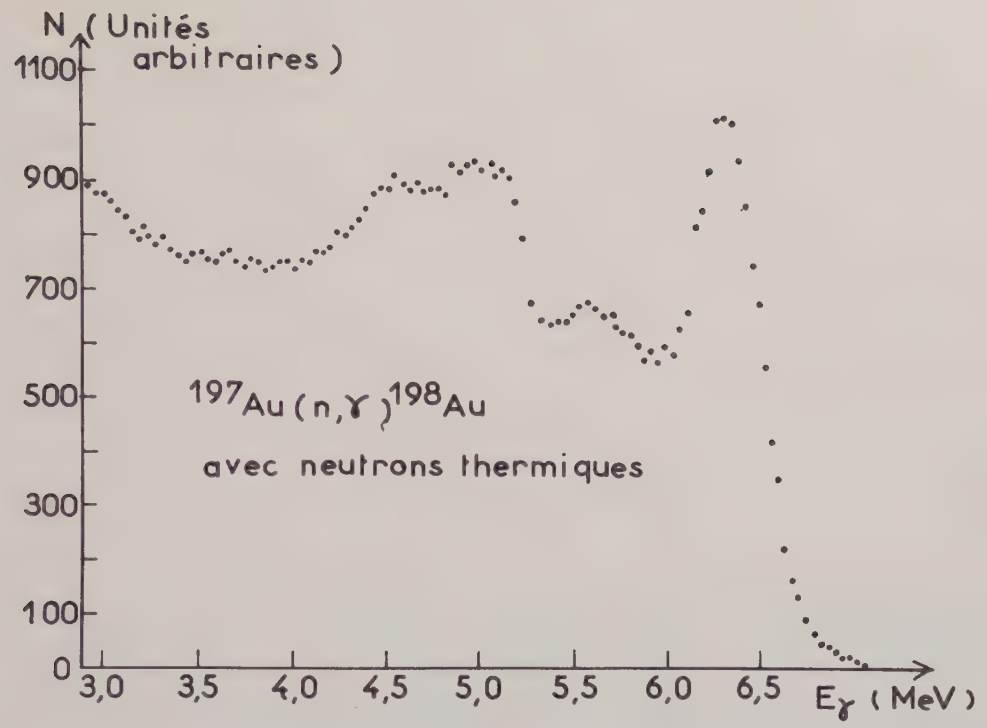


Fig. V.6 : Spectre des rayons γ émis dans la réaction $^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au$ avec les neutrons thermiques.

2/ le noyau choisi doit avoir des résonances de même spin qui sont intenses et qui ne sont pas trop éloignées.

3/ la résonance de neutron considérée doit se trouver la plus proche possible de l'énergie de neutrons thermiques.

De plus, il est préférable d'avoir un échantillon à étudier qui soit monoisotopique ; et, pour que l'étude soit possible, il est nécessaire de connaître les spins de toutes les résonances voisines.

De ces considérations, on voit bien que le choix du noyau à étudier est extrêmement limité. Le cas de l'or est sûrement un des meilleurs exemples que l'on puisse trouver.

Enfin, pour que l'effet d'interférence entre la capture potentielle et la capture résonnante relatif à l'effet d'interférence entre résonances de même spin soit plus important, il faut étudier d'autres noyaux convenables, en particulier, ceux qui ont une valeur de $\overline{\Gamma}/2\overline{D}$ encore plus petite que celle de l'or, $\overline{\Gamma}$ et $\overline{D}$ étant les valeurs moyennes de la largeur totale et de l'espacement de niveaux de même spin.

CHAPITRE VI

CONCLUSION

Les expériences décrites dans cette étude ne représentent qu'une partie des possibilités offertes par les phénomènes de capture des neutrons de résonance. Celles qui ont été réalisées permettent de tirer quelques conclusions :

1/ Les distributions des largeurs radiatives partielles obéiraient à une distribution en χ^2 à deux degrés de liberté ($\nu = 2$). La valeur $\nu = 1$ n'est toutefois pas à exclure.

2/ Il existe des effets de corrélation entre différentes voies de désexcitation ($^{183}W + n$).

3/ L'intensité des transitions des rayons gamma (ou grandeur des largeurs radiatives partielles des résonances) dépend de leur caractère. Les transitions dipolaires électriques E1 sont nettement favorisées. On ne peut exclure des valeurs importantes des transitions dipolaires magnétiques M1 au voisinage du nombre de masse A = 130.

4/ L'étude systématique de la largeur radiative totale Γ_γ en fonction du nombre de masse A montre que la valeur Γ_γ fluctue peu de résonance en résonance pour un même noyau. Les quelques exceptions sont dues au fait que quelques transitions du type E1 ont des valeurs anormalement élevées et peuvent entraîner des variations de la largeur radiative totale Γ_γ ($^{199}Hg + n$, $^{201}Hg + n...$).

5/ L'existence du processus de capture potentielle, si difficile à mettre en évidence dans le domaine d'énergie étudié, est prouvée grâce à la détection d'un effet d'interférence entre deux résonances de même spin dans l'or. Cet effet, probablement général pour tous les noyaux, est toutefois très faible et l'étude de la résonance à 4,91 eV de l'or était le cas le plus typique.

La réussite de telles expériences dépend surtout du type de détecteur utilisé. Une bonne résolution, jointe à une efficacité notable, est nécessaire. Le détecteur décrit dans ce travail répond à ces conditions et, par là-même, limite le domaine d'expériences. L'emploi de nouveaux détecteurs (jonctions au germanium) ayant une résolution d'un autre ordre de grandeur, environ 10 keV, permettra prochainement les expériences non réalisables actuellement. Leur très faible efficacité exigera cependant des sources de neutrons très intenses, au moins vingt fois plus intenses que celle utilisée dans ce travail. La valeur ν du nombre de degrés de liberté de la distribution des largeurs radiatives partielles pourra ainsi être déterminée sans ambiguïté. Toutefois les cristaux NaI(Tl) resteront longtemps nécessaires pour la réalisation d'expériences exigeant une grande efficacité.

Citons, pour terminer, quelques expériences que les conditions expérimentales actuelles permettraient de réaliser et dont les résultats seraient fort précieux : corrélations angulaires, diffusion résonnante des rayons gamma, étude des rayons gamma associés aux phénomènes de fission, phénomènes d'interférence, etc.

BIBLIOGRAPHIE

[I.1] N. BOHR - Nature, *137* (1936) 344.

[I.2] G. BREIT et E.P. WIGNER - Phys. Rev., *49* (1936) 519.

[I.3] J.M. BLATT et V.F. WEISSKOPF - Theoretical Nuclear Physics, John Wiley and Sons, Inc. New-York, 1952, chap. 8 et 9.

[II.1] F. AJZENBERG-SELOVE et T. LAURITSEN - Nucl. Phys., *11* (1959) 1.

[II.2] W.W. MANAGAN - Proceeding of the total absorption gamma-ray spectrometry symposium, Gatlinbug, Tennessee, 1960, (TID-7594) p.120.

[II.3] G. BÄCKSTRÖM - Nucl. Instr. Methods, *4* (1959) 5.

[II.4] C.C. TRAIL et S. RABOY - Rev. Sci. Instr., *30* (1959) 425.

[II.5] R. BERGERE - Neutron time of flight methods, Saclay 1961, p. 329.

[II.6] A. PAGES - Colloque d'Eléctronique, Grenoble, 1961.
Y. AMRAM - Symposium d'Electronique nucléaire, A.I.E.A., Belgrade, 1961, NE/220.

[II.7] J. THENARD et G. VICTOR - Nucl. Instr. Methods, *26* (1964) 45.

[II.8] L.V. GROSHEV et al., - Atlas of gamma-ray spectra from radiative capture of thermal neutrons, London, 1959.

[II.9] P. CARLOS et al., - Journal de Physique, Suppl. Phys. Appl., *25* (1964) 203A.

[II.10] C. CORGE - Thèse, à paraître.

[II.11] G. BIANCHI et C. CORGE - Rapports C.E.A, n° 2156, 2246 et rapport C.E.A. à paraître.

[II.12] M. VASTEL - Thèse 3e cycle.

[II.13] J. MORGENSTERN et al., - Nucl. Phys., *62* (1965) 529.

[III.1] C.E. PORTER et R.G. THOMAS - Phys. Rev., *104* (1956) 483.

[III.2] M.G. KENDALL - The advanced theory of statistics, Charles Griffin and Company, London, 1946, vol. II, chap. 17.

[III.3] J.D. GARRISSON - Ann. of Physics, *30* (1964) 269.

[III.4] T.J. KENNETT et al., - Phys. Rev. Letters, *1* (1958) 76.

[III.5] J.R. BIRD - Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful uses of atomic Energy, Geneva, 1958, vol. 14, p. 294.

[III.6] L.M. BOLLINGER et al., - Phys. Rev. Letters, *3* (1959) 376.

[III.7] J.E. DRAPER et al., - Nucl. Phys., *14* (1959) 693.

[III.8] J.R. BIRD et al., - Nucl. Phys., *14* (1959) 212.

[III.9] R.E. CHRIEN et al., - Bull. Am. Phys. Soc. II, *6* (1961) 69.

[III.10] R.T. CARPENTER et al., - Nucl. Phys., *21* (1960) 66.

[III.11] J.R. BIRD et al., - Nucl. Phys., *13* (1959) 525.

[III.12] H.H. LANDON et E.R. RAE - Phys, Rev., *107* (1957) 1333.

[III.13] J.E. DRAPER et al., - Nucl. Phys., *16* (1960) 27.

[III.14] H. IKEGAMI et al., - Nucl. Phys., *41* (1963) 130.

[III.15] J. JULIEN et al., - Phys. Letters, *3* (1962) 67.

[III.16] J.M. BLATT et V.F. WEISSKOPF - Theoretical nuclear physics, John Wiley and Sons, Inc., New-York, 1952, chap. 12.

[III.17] P. AXEL - Phys. Rev., *126* (1962) 671.
R.T. CARPENTER - ANL-6 589 (1962).

[III.18] N. ROSENZWEIG - Phys. Letters, *6* (1963) 123.

[III.19] E.S. PEARSON et H.O. HARTLEY - Biometrika tables for statisticians, Cambridge 1958, vol. I.

[III.20] L.M. BOLLINGER et al., - Phys. Rev., *132* (1963) 1 640.

[III.21] R.E. CHRIEN et al., - Phys. Rev., *127* (1962) 1 680.

[III.22] A.M. LANE et J.E. LYNN - Nucl. Phys. *17* (1960) 563 ; *17* (1960) 586.

[III.23] N.R. JOHNSON - Phys. Rev., *129* (1963) 1 737.

[III.24] N.A. MOORE et al., - ANL-6 797, 1963, p. 324.

[III.25] M.G. KENDALL - The advanced theory of statistics, 1946, Vol.II, chap. 22.

[III.26] N.F. FIEBIGER - Institute für Kernphysik Frankfurt/M Report IKF-8, 1963.

[III.27] H.E. JACKSON - Phys. Rev., *134*, (1964) B 931.

[III.28] D.J. HUGHES et al., - Proc. Intern. Conf. Nuclear Structure, Kingston, Canada, 1960, p. 771.

[III.29] C. CORGE et al., - J. Phys. Radium, *22* (1961) 722.

[III.30] H.T. MOTZ et al., - Bull. Am. Phys. Soc., II, *9* (1964) 664.

[III.31] L. WILETS - Phys. Rev. Letters, *9* (1962) 430.

[III.32] B. HAMERMESH et al., - Ann. of. Phys., *13* (1961) 284.

[III.33] J. JULIEN et al., - Nucl. Phys., à paraître.

[III.34] LANDOLT-BÖRNSTEIN - New series, Group I, vol. 1, Energy levels of nuclei : A = 5 to A = 257, Springer-Verlag, Berlin, 1961.

[III.35] L.M. BOLLINGER et al., - ANL-6 146, 1960.

[III.36] T.K. KRUEGER et B. MARGOLIS - Nucl. Phys., *28* (1961) 578.

[III.37] H.J. MARTIN et al., - Phys. Rev., *125* (1962) 942.

[III.38] H.E. JACKSON - Phys. Rev., *131* (1963) 2153.

[III.39] R.K. SHELINE et al., - Nucl. Phys., *61* (1965) 342 ;
K.H. BHATT et al., Nucl. Phys., *63* (1965) 286.

[III.40] A. SAPLAKOGLU et al., - Phys. Rev., *109* (1958) 1258.

[III.41] G. LE POITTEVIN et al., - Nucl. Phys., à paraître.

[III.42] B.L. COHEN et al., - Phys. Rev., - *135* (1964) B 383.

[III.43] R.E. COTÉ et L.M. BOLLINGER - Phys. Rev. Letters, *6* (1961), 695.

[III.44] L.S. KISSLINGER et R.A. SORENSEN - Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat. Fys. Medd., n° 9 (1960).

[III.45] B.L. COHEN et R.E. PRICE - Phys. Rev., *121* (1961) 1 441.

[III.46] D.J. HUGHES et al., - BNL-325, supplement n° 1, 2e édition. 1960.

[III.47] J.A. HARVEY et al., - ANL-6797, p. 230 (1963).

[III.48] B.R. MOTTELSON - Proc. of Inter. Conf. on Nucl. Structure, Kingston, Canada, 1960, p. 525.

[III.49] I. BERGQVIST et al., - ANL-6797, 1963, p. 220.

[III.50] C.S. YOUNG et D.J. DONAHUE - Phys. Rev., *132* (1963), 1 724.

[III.51] G. BEN-DAVID et B. HUEBSCHMANN - Phys. Letters, *3* (1962) 87.

[III.52] B. ARAD (HUEBSCHAMANN) et al., Phys. Rev., *133* (1964) B 684.

[III.53] G. BEN-DAVID et al. - Nucl. Instr. Methods, *26* (1964) 209.

[III.54] E.G. FULLER et E. HAYWARD - Phys. Rev., *101* (1956) 692.

[III.55] K. REIBEL et A.K. MANN - Phys. Rev., *118* (1960) 701.

[IV.1] J.M. BLATT et V.F. WEISSKOPF - voir [III.16].

[IV.2] J.S. LEVIN et D.J. HUGHES - Phys. Rev., *101* (1956) 1 328.

[IV.3] A. STOLOVY et J.A. HARVEY - Phys. Rev., *108* (1957) 353.

[IV.4] A.G.W. CAMERON - Can. J. Phys., *35* (1957) 666.

[IV.5] T.D. NEWTON - Can.J. Phys., *34* (1956) 804.

[IV.6] D.J. HUGHES et al. - voir [III.46].

[IV.7] D.M. BRINK - Thèse, voir Handbuch der Physik XL; 1957, p. 316.

[IV.8] R.K. SHELINE et al., K.H. BHATT et al., voir [III.39]

[IV.9] J. JULIEN - Thèse, à paraître.

[IV.10] H.H. LANDON et al. - Phys. Rev., *98* (1955) 1267.

[IV.11] G. IGO et al. - Phys. Rev., *101* (1956) 726.

[IV.12] J.S. DESJARDINS et al. - Phys. Rev., *120* (1960) 2 214.

[IV.13] R.T. CARPENTER et al. - voir [III.10].

[IV.14] H.H. BOLOTIN et al. - B.A.P.S. [II], *4* (1959) 473.

[IV.15] J. JULIEN et al. - voir [III.15].

[IV.16] J.A. MOORE et al. - Phys. Rev., *132* (1963) 801.

[IV.17] P. RIBON et al. - Journal de Physique, *24* (1963) 987.

[IV.18] E.R. RAE et al. - Nucl. Phys., *5* (1958) 89.

[IV.19] H.H. BOLOTIN et R.E. CHRIEN - BNL-6499, 1964.

[IV.20] D. PAYA et al. - ORNL-3582, 1964, p. 58.

[V.1] A.M. LANE - Nucl. Phys., *11* (1959) 625 ;
A.M. LANE et J.E. LYNN - Nucl. Phys., *11* (1959) 646.

[V.2] B.L. COHEN et al. - Rev. Mod. Phys., *35* (1963) 332 ;
B.L. COHEN - Phys. Rev., *130* (1963) 227.

[V.3] R.G. THOMAS - Phys. Rev., *84* (1951) 1061.

[V.4] D.J. HUGHES et al. - Neutron cross sections, BNL-325, 2e édition, 1958.

[V.5] D. DORCOMAN et al. - P. 1456, Dubna 1963, URSS.

[V.6] O.A. WASSON et J.E. DRAPER - Phys. Letters, *6* (1963) 350.

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

"DIFFUSION COMPTON SUR LES ELECTRONS RELATIVISTES"

Vu et approuvé :
Paris, le 18 mai 1965
Le doyen de la Faculté des Sciences ,
Marc ZAMANSKY

Vu et permis d'imprimer:
Le Recteur de l'Académie de Paris,
Jean ROCHE

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN
Ouvrages scientifiques
TYPO-OFFSET
GAP (Hautes-Alpes)

Dépôt légal n° 341
1965

98 36
108 81

IMPRIMERIE LOUIS JEAN - GAP